Die Konzentration des Aerosols in Troposphäre und Stratosphäre aus Messungen der Polarisation der Himmelsstrahlung im Zenit

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Mathematisch - naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard - Karls - Universität zu Tübingen

vorgelegt von

FRIEDRICH UNZ

aus Schwarzenberg

1969

1960

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547604_0060

Die Konzentration des Aerosols in Troposphäre und Stratosphäre aus Messungen der Polarisation der Himmelsstrahlung im Zenit

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Mathematisch - naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard - Karls - Universität zu Tübingen

vorgelegt von

FRIEDRICH UNZ
aus Schwarzenberg

1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Februar 1968

Dekan: Prof. Dr. R. Schönenberg

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Möllenstedt

2. Berichterstatter: Prof. Dr. K. Bullrich

INHALT

Seite

ZUSAMMENFASSUNG

1 EINLEITUNG 1

2 AUFBAU DER SONDE ZUR MESSUNG DER ZENIT-POLARISATION UND DER ALBEDO 7

2.1 Polarisationsphotometer 7

2.2 Albedophotometer 14

2.3 Telemetrie 17

2.4 Bodenstation 21

3 AUFSTIEGE 22

3.1 Aufstiegstechnik 22

3.2 An der Ballonunterseite reflektiertes Licht 23

4 DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE 27

5 ALLGEMEINE THEORIE 32

5.1 Streukoeffizient 34

5.2 Optische Dicke 38

5.3 Streufunktion 40

5.4 Himmelslichtgleichung, Polarisationsgrad 41

5.5 Einfach- und Mehrfachstreuung 42

5.6 Auswerteverfahren 44

6 INTERPRETATION DER GEMESSENEN POLARISATIONSWERTE 49

6.1 Unterer und oberer Grenzradius in der Potenzverteilung - Allgemeine Diskussion von T und ν^* als Funktion der Höhe 49

6.2 Diskussion der einzelnen Aufstiege - Vergleich der gemessenen Albedowerte mit Näherungsrechnungen 54

Seite

6.3 Fehlerabschätzungen 58

6.3.1 Bodenmessungen 58

6.3.2 Genauigkeit der Rechnung 59

6.3.3 Meßfehler des Polarisationsgrads 60

6.3.4 Einfluß des Streuwinkels 60

6.3.5 Einfluß der Albedo 61

6.3.6 Ballonstreulicht 61

6.3.7 Zusammenfassung der Fehler 62

6.4 Berechnung des Streukoeffizienten 63

6.5 Berechnung der Teilchenkonzentrationen 65

6.6 Diskussion der Ergebnisse 66

LITERATUR 73

ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß durch Ballonsondenmessungen der Zenitpolarisation am Tageshimmel Aussagen über die Aerosolverteilung in der Atmosphäre gewonnen werden können. Es wurde ein Verfahren entwickelt, das bei Annahme einer Potenzfunktion für die Größenverteilung des Aerosols die Bestimmung des Exponenten dieser Funktion und die Trübung in Troposphäre und Stratosphäre bis zur Gipfelhöhe der Aufstiege von etwa 35 km gestattet. Dazu ist eine Messung der Polarisationsgrade in 2 Wellenlängen nötig. Aus den Trübungswerten lassen sich Streukoeffizienten und absolute Teilchenkonzentrationen in Abhängigkeit von der Höhe ableiten.

Zur Durchführung dieser Messungen wurde eine Radiosonde entwickelt, deren Aufbau beschrieben wird.

Die Meßergebnisse von 9 Aufstiegen in den Jahren 1965/66 werden mitgeteilt und interpretiert. Dabei wurden starke Schwankungen in Betrag und Höhe der maximalen stratosphärischen Trübung festgestellt. Besonders hohe Trübungswerte traten in einer Höhe zwischen 22 und 26 km auf. Die höchsten Konzentrationen für Aerosolteilchen mit Radien größer 0.08 μ liegen in dieser Höhe bei 50 Teilchen pro cm^3. Für die größten gemessenen stratosphärischen Trübungen ist die Extinktion infolge Lichtstreuung am Aerosol 10 bis 20mal so groß wie die Extinktion bei reiner Molekülstreuung.

1. EINLEITUNG

Das optische Streuverhalten atmosphärischer Luft läßt Rückschlüsse über die Partikel zu, die in ihr suspendiert sind. Insbesondere interessiert die Konzentration des Aerosols, das heißt die Menge der festen oder flüssigen Teilchen, die in der Luft schweben. Die Kenntnis des Aerosols in höheren Schichten der Atmosphäre ist vor allem wegen der Schwächung, die die Strahlung extraterrestrischer Lichtquellen auf ihrem Weg zur Erde durch die Atmosphäre erleidet, von Bedeutung, außerdem kann die Bewegung des hochatmosphärischen Aerosols Aufschlüsse über horizontale und vertikale Transportvorgänge in der Stratosphäre geben.

Aussagen über das bodennahe Aerosol lassen sich aus Messungen der Himmelsstrahlung gewinnen (vergl. dazu die zusammenfassende Arbeit von Bullrich (1)). Zur Erforschung der Streueigenschaften der Atmosphäre in größeren Höhen - bei Beobachtung am Boden - gibt es vor allem zwei Methoden, für die eine Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen vorliegen: bei der ersten Methode wird die Leuchtdichte des Dämmerungshimmels bei verschiedenen negativen Sonnenhöhen untersucht (vergl. z.B. (2) - (5) ; eine ausführliche Literaturübersicht hierzu gibt Khvostikov (6)); bei der zweiten Methode wird das von einem gegen die Atmosphäre gerichteten Lichtstrahl an den atmosphärischen Partikeln gestreute Licht untersucht (neuere Arbeiten dazu vergl. (7) - (14); ein Verzeichnis früher Arbeiten bis etwa 1950 findet sich ebenfalls bei (6)).

Dagegen liegen wegen der experimentellen Schwierigkeiten nur ganz wenige Messungen in der freien Atmosphäre vor.

Neben einigen atmosphärisch-optischen Messungen vor allem in der Troposphäre von Ballonen oder vom Flugzeug aus (Siedentopf (15), Packer und Lock (16), Duntley, Boileau, Harris und Gordon (17), Stakutis (18)), sind hier zwei interessante Untersuchungen zu nennen, die den Bereich bis zu 30 km und höher erfassen: Newkirk und Eddy (19) analysierten die Himmelshelligkeit in unmittelbarer Umgebung der Sonne mittels eines Spektrographen durch zwei Ballonaufstiege; Rössler (20) - (23) untersuchte bei drei Raketenaufstiegen die Himmelshelligkeit unter verschiedenen Streuwinkeln (vergl. dazu auch de Bary (24)).

In der vorliegenden Arbeit wird zum erstenmal über Radiosondenmessungen der Zenitpolarisation in verschiedenen Spektralbereichen und über gleichzeitige Radiosondenmessungen der Albedo in Troposphäre und Stratosphäre am Tageshimmel berichtet. Meßergebnisse von 9 Aufstiegen im Zeitraum Oktober 1965 bis Juni 1966 werden mitgeteilt.

Der Zweck dieser Arbeit ist, die in der Atmosphäre gemessenen Streuverhältnisse theoretisch zu erfassen und zu interpretieren.

Da die Verteilung der Luftmoleküle als Funktion der Höhe, sowie die Gesetzmäßigkeiten bei Wechselwirkung mit Licht, also ihre Extinktion, Streuung und Polarisation einschließlich der Mehrfachstreuung wohlbekannt sind (Rayleigh- und Chandrasekhar-Theorie), können aus den Messungen - unter Berücksichtigung dieser Molekülstreuung und unter Anwendung der Mie'schen Streutheorie für das Aerosol - Aussagen über die Konzentration der Aerosolteilchen (Trübung der Atmosphäre) und deren Größenverteilung als Funktion der Höhe gemacht werden.

Zu den Messungen lassen sich folgende prinzipiellen Überlegungen anstellen: Neue umfangreiche numerische Berechnungen der Mie-Streufunktionen von de Bary, Bullrich und Braun (25) - (32) - speziell für die Anwendung auf atmosphärisch-optische Probleme - zeigen, daß bei einem festen Streuwinkel die Mie-Streuung des Lichts am Aerosol einen wesentlich kleineren Polarisationsgrad erwarten läßt als die reine Rayleigh-Streuung des Lichts an den Molekülen der Luft.

Die gemessenen Polarisationswerte liegen zwischen den Polarisationswerten für reine Molekülstreuung und denen für reine Aerosolstreuung und lassen sich somit als die Lichtstreuung einer durch das Aerosol getrübten Molekülatmosphäre deuten.

Der am Erdboden gemessene Polarisationsgrad des in der Atmosphäre gestreuten Sonnenlichts - längs einer Sichtlinie von der Atmosphärengrenze bis zum Beobachter am Boden - wird durch das Verhältnis aller in Blickrichtung liegenden Aerosolteilchen zu den Luftmolekülen bestimmt. Das Gleiche gilt für die Polarisation des Himmelslichts, wenn von einer beliebigen Höhe in der Atmosphäre aus beobachtet wird.

Liegt in der Atmosphäre eine Schicht besonders hoher Aerosolkonzentration vor (die in Fig. 10 dargestellten Messungen zeigen, daß in der Stratosphäre häufig eine solche Schicht von wenigen Kilometern Dicke auftritt), so ist folgender Verlauf der Polarisation als Funktion der Höhe zu erwarten: Bei Annäherung des Meßgeräts an diese Schicht von unten her fällt die Polarisation, weil der relative Anteil des Aerosols an der Streuung zunimmt, und erreicht ihren tiefsten Wert an der Unterseite der Aerosolschicht. Bis zur Erreichung

der Obergrenze steigt die Polarisation wieder schwach an. Darüber hinaus steigt sie dann stark an, vorausgesetzt, daß oberhalb der Schicht praktisch nur noch Rayleigh-Streuung stattfindet (vergl. dazu in Fig. 10 z. B. für Aufstieg A2 den Verlauf des Polarisationsgrads als Funktion der Höhe).

Zur Bestimmung des Polarisationsgrads $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ des Zenithimmels genügt die relative Kenntnis der beiden senkrecht bzw. parallel zur Visionsebene stehenden Intensitätskomponenten I_1 und I_2. Damit brauchen an die zeitliche Konstanz der Lichtdetektoren in den Photometern und der Übertragungselektronik keine sehr hohen Anforderungen gestellt werden, während Absolutmessungen wegen des starken Temperaturabfalls in der Troposphäre einen wesentlich höheren technischen Aufwand bedingen würden. Eine nach diesen Gesichtspunkten entwickelte Photometersonde mit maximal 4 Übertragungskanälen (1 bis 3 Kanäle für Polarisationsmessungen bei verschiedenen Wellenlängen, 1 Kanal für die Albedomessung) hat ein Gesamtgewicht von 3.5 Kp. Solche Lasten können durch übliche meteorologische Ballone bis zu Höhen von 35 km getragen werden.

Der ursprünglich vorgesehene Plan, die Polarisation des Himmels im Sonnenvertikal unter 90° Abstand von der Sonne zu messen, wurde fallengelassen, weil ein Sonnennachführmechanismus zu aufwendig geworden wäre.

Eine völlig andere Möglichkeit zur Untersuchung des Aerosols besteht im direkten Einsammeln von Teilchenproben. So fand Junge (33) durch Bestimmung von Teilchenzahl und Teilchengröße am Erdboden die wichtige Gesetzmäßigkeit, daß das Größenspektrum von natürlichem kontinentalem Aerosol für

Radien größer als etwa 0.04 μ einem Potenzgesetz folgt (vergl. Gleich. 5.4). Entsprechende Messungen durch Teilchensammler mittels Ballonen und U-2 Höhenflugzeugen (Junge und Mitarbeiter (34) - (37), Friend (38), Mossop (39)) ergaben im Radienbereich 0.1 - 10 μ ebenfalls eine Potenzverteilung für das Aerosol der Stratosphäre.

Im Gegensatz zu optischen Untersuchungen, die mehr integrale Eigenschaften aller Teilchen wiedergeben, können aus solchen Teilchenproben Aussagen über Struktur und chemische Zusammensetzung der einzelnen Teilchen gewonnen werden.

Die Aerosolteilchen werden in 3 Größenbereiche eingeteilt:

1. Aitken-Teilchen Radius kleiner als 0.1 μ
2. Große Teilchen Radius zwischen 0.1 - 1 μ
3. Riesen-Teilchen Radius größer als 1 μ.

Die Konzentration der Teilchen mit Radien kleiner als 0.01 μ nimmt infolge Koagulation rasch ab. Teilchen größer als 20 μ haben eine Sinkgeschwindigkeit von etwa 50 cm/s, und sollten sich bei einem Diffusions-Sedimentationsgleichgewicht nur kurze Zeit in der Atmosphäre befinden (Mason (40), Junge (41)), jedoch wurde nach neuen Messungen von Jäenicke und Junge (42) am Erdboden die Gültigkeit der Potenzgesetze noch bis 150 μ nachgewiesen.

Die großen Teilchen, deren Radiusbereich im Gebiet der Wellenlängen des sichtbaren Lichts liegt und die in der Stratosphäre eine Verweilzeit von mehreren Monaten haben (41), spielen bei der Lichtzerstreuung eine bevorzugte Rolle; Streulichtmessungen sind deshalb für Untersuchungen von Teilchen die-

ses Radiusintervalls besonders geeignet (vergl. dazu die umfassende Einführung in die Probleme der atmosphärisch-optischen Streuvorgänge von Bullrich (1)).

Zu einer ersten Orientierung über die Vielzahl möglicher Ursachen für die Entstehung von Aerosol seien die wichtigsten genannt: 1. Verbrennungsvorgänge, wie Wald- und Wiesenbrände, ferner Heizungs- und Autoabgase. 2. Stürme, die Staub und Sand in die Atmosphäre tragen. 3. Die Verdunstung von Salzwassertröpfchen, die im Meeresgischt gebildet werden. 4. Gelegentliche starke Vulkanausbrüche, bei denen große Mengen von Vulkanasche bis in die Stratosphäre geschleudert werden. 5. Teilchen extraterrestrischen Ursprungs.

Zur weiteren Orientierung sei in diesem Zusammenhang insbesondere noch auf folgende zwei Werke hingewiesen:

Ein ausführlicher Überblick über das Gebiet der Aerosolforschung unter Einschluß von Troposphäre und Stratosphäre bis zum Stand von 1961 findet sich in dem einführenden Werk "Air chemistry and radioactivity" von Junge (41). Neuere Forschungsergebnisse, insbesondere im Zusammenhang mit der Eruption des Vulkans Agung auf Bali im Jahre 1963, werden in dem Buch "Particles in the atmosphere and space" von Cadle (43) mitgeteilt.

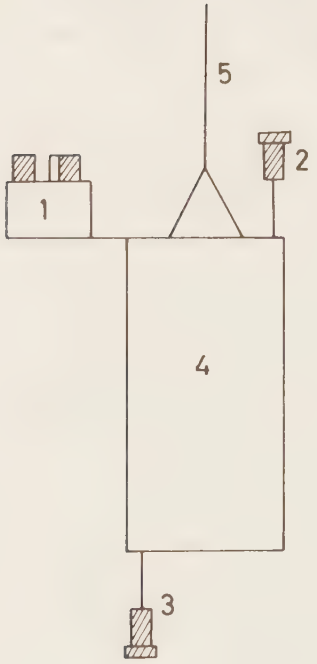
2. AUFBAU DER SONDE ZUR MESSUNG DER ZENIT-POLARISATION UND DER ALBEDO

Ein wichtiger Gesichtspunkt bei der Entwicklung dieser Sonde war, das Gerät im Aufbau so einfach und leicht zu halten, daß es an beliebigen Orten gestartet werden kann und bei Verlust ohne allzugroßen Aufwand ersetzbar ist.

In Figur 1 ist die Anordnung der Photometer an der Sonde dargestellt. Helligkeitsschwankungen, die an den 3 Polarisationsphotometern, bzw. den beiden Albedophotometern auftreten, werden über Photowiderstände in elektrische Signale umgesetzt und in den zugehörigen Unteroszillatoren in Frequenzänderungen verwandelt. Der Sender wird mit dem Frequenzgemisch aller Unteroszillatoren frequenzmoduliert und strahlt die gemessenen Informationen an die Bodenstation ab. Dort erfolgt nach der Demodulation des Trägers eine analoge Registrierung der Messungen.

2.1 Polarisationsphotometer

Die Zenitpolarisation wird mit 3 getrennten Photometern bei den Wellenlängen 435, 535 und 725 nm, gemessen. Der Öffnungswinkel der einzelnen Photometer beträgt 12^{o}, ein Blendensystem sorgt dafür, daß kein direktes Sonnenlicht die Messungen verfälscht (vergl. Fig. 2). Als lichtempfindliche Detektoren dienen CdSe-Photowiderstände der Firma Dr. Lange, Typ CdSe 9. Die Empfindlichkeit wird mit einigen Amp/Lumen angegeben. Wegen ihrer geringen Trägheit



1 3 Polarisationsphoto - meter

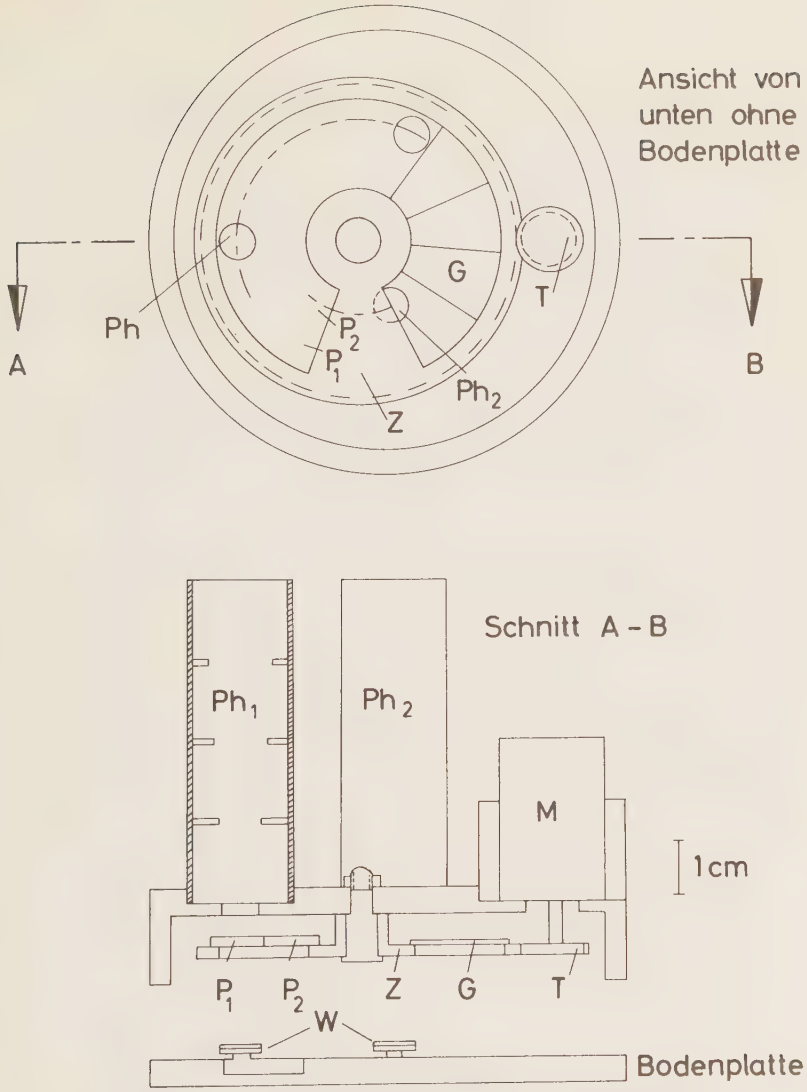
2 oberes Albedophoto - meter

3 unteres Albedophoto - meter

4 Sondenkörper

5 Tragseil zum Ballon

Fig. 1 Anordnung der Photometer an der Sonde



Z	Zahnrad	T	Antreibendes Zahnrad
$P_{1,2}$	Polarisationsfolie	M	Motor
W	Photowiderstand mit Filter	G	Graufilter
$Ph_{1,2}$	Photometer		

Fig. 2 Polarisationsphotometer

(Anstiegszeit etwa 10^{-3} Sekunden) und ihren kleinen Dimensionen (4 x 8 x 15 mm) hat sich diese Zelle für den vorliegenden Zweck als besonders geeignet erwiesen.

Im Strahlengang der Photometer befinden sich neben den verschiedenen Filterkombinationen Polaroid-Polarisationsfolien, die so gewählt sind, daß bei gekreuzten Polarisationsfolien die Restpolarisation der einzelnen Photometer unter 1 % liegt (vergl. Tabelle 2.1). Die Polarisationsfolien sind auf einem Zahnrad befestigt, das durch einen Elektromotor gedreht wird. Das Zahnrad ist so angeordnet, daß es für alle 3 Photometer gleichzeitig benutzt wird (vergl. Fig. 2). Fällt polarisiertes Licht in ein Photometer, so entsteht pro Umlauf des Zahnrads am Photowiderstand ein Intensitätsmaximum I_{max} und ein Intensitätsminimum I_{min}, entsprechend den beiden linear polarisierten Komponenten I_1 und I_2 des einfallenden Lichts. Außer den Polarisationsfolien wurde auf diesem Zahnrad noch ein Keil von Graufiltern mit den Schwärzungen 0.2, 0.4, 0.6 und 0.8 angebracht. Bei jeder Zahnradumdrehung entstehen somit 4 definierte Intensitätsstufen, auf die I_{max} und I_{min} bezogen werden. Zur Bildung des interessierenden Polarisationsgrads $(I_{max} - I_{min})/(I_{max} + I_{min})$ brauchen beide Intensitäten nur in relativen Einheiten bekannt zu sein. Eine Absoluteichung ist nicht möglich, da die Photowiderstände eine starke Temperaturdrift für die kleinen zu messenden Intensitäten des Lichts zeigen. Während eines Umlaufs des Zahnrads mit Polarisationsfolien und Graufiltern, d.h. für die Zeit, in der ein Meßpunkt gewonnen wird, kann die Empfindlichkeit der Photowiderstände als konstant angesehen werden. Die Umlaufszeit des Zahnrads wurde auf etwa 30 Sekunden eingestellt; diese Zeit ist ausreichend, um auch bei einer Zunahme der Anstiegszeit der Photowiderstände infolge

abnehmender Temperatur die Meßwerte richtig zu übertragen.

Durch elektronische Schaltelemente wird erreicht, daß zwischen der Ausgangsspannung U_A an den Photometern und der Intensität des einfallenden Lichts ein logarithmischer Zusammenhang besteht (vergl. Abschnitt 2.3). In Figur 3 ist diese Abhängigkeit dargestellt. Die Intensität des Lichts ist in relativen Einheiten angegeben. Mit der Spannung U_A werden die frequenzvariablen Unteroszillatoren ausgesteuert. Für die Zenithelligkeit am Erdboden liegen die Ausgangsspannungen U_A der Photometer bei 3.0 Volt. Der Abfall der Zenithelligkeit um etwa 2 Zehnerpotenzen zwischen Erdboden und Stratosphäre kann mit dieser Schaltung bequem gemessen werden. Figur 4 zeigt unten das Registrierbeispiel für ein Photometer mit 4 Umdrehungen des Zahnrads. Für jede Umdrehung treten I_{max}, I_{min} und die 4 Graustufen-Intensitäten auf (der scharfe Intensitätsabfall bei jeder Umdrehung des Zahnrads entsteht bei der Abdeckung des Photowiderstands durch den Steg zwischen innerem und äußerem Teil des Zahnrads (vergl. Fig.2)).

Tabelle 2.1: Wellenlängen, Filter und Polarisationsfolien der 3 Polarisationsphotometer (BG 18 und KG 3 sind Farbgläser der Firma Schott, Wr 98, Wr 92 und Wr 9 sind Wrattenfilter der Firma Kodak)

in nm	435	535	725
Filter	BG18+Wr98	BG18+Wr9	KG3+Wr92
Polaris.-Folie	HN 38	HN 38	HN 22

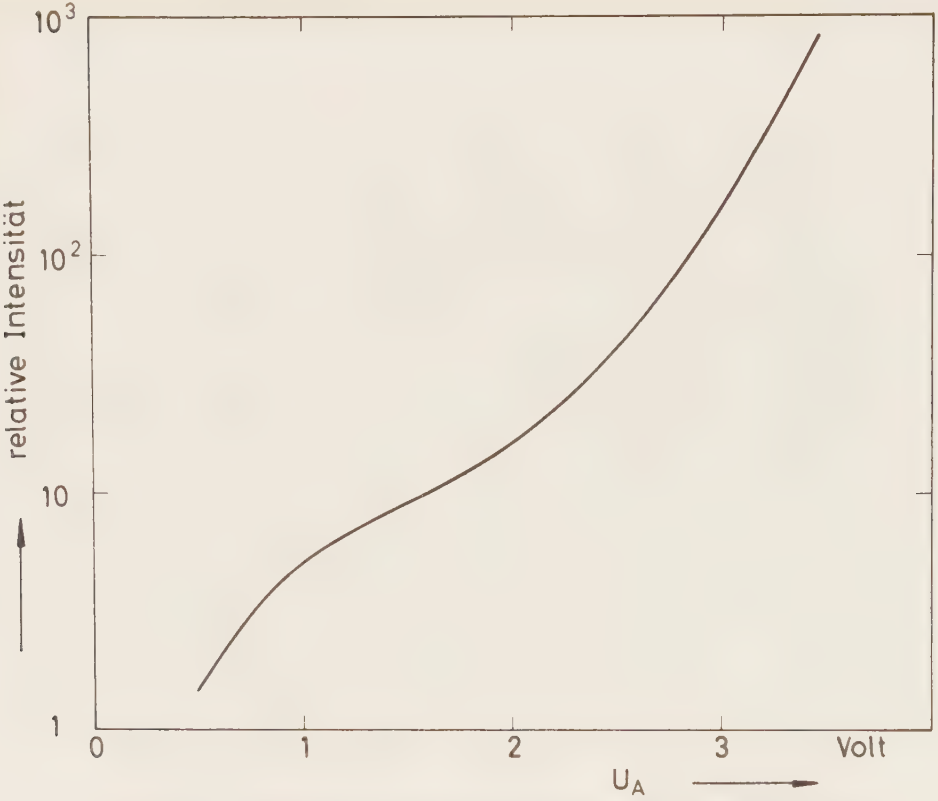


Fig. 3 Zusammenhang zwischen Intensität des Lichts und Ausgangsspannung am Photometer.

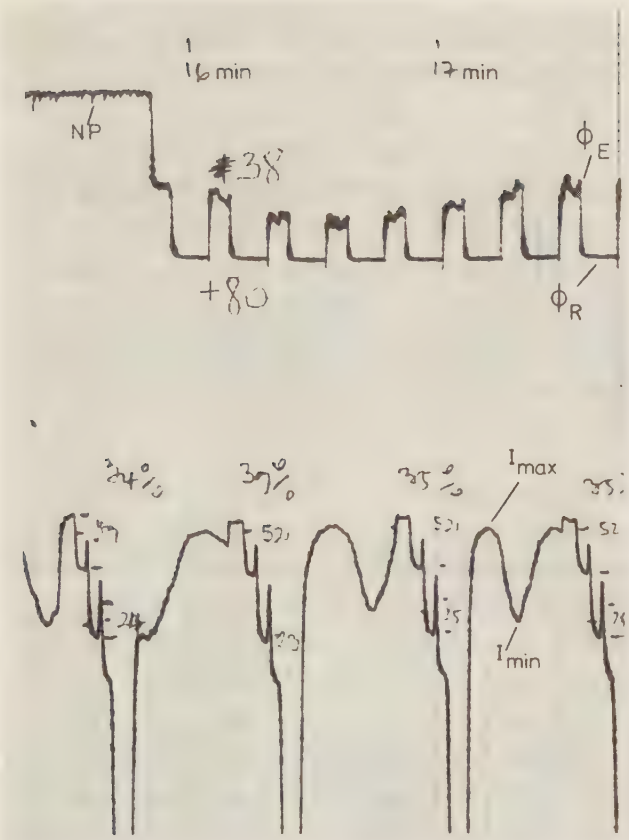


Fig. 4: Registrierbeispiel
Oben: Albedo, ϕ_E (oberes Albedophotometer) - kurzer Takt ,
ϕ_R (unteres Albedophotometer) - langer Takt.
Links, NP - ein Stück Nullpunktsregistrierung.
Unten: Polarisationsmessung mit 4 Umdrehungen des Zahnrads (für jede Umdrehung treten I_{max}, I_{min} und 4 Graustufen-Intensitäten auf).

In Figur 5 sind die relativen spektralen Empfindlichkeitskurven der 3 Polarisationsphotometer gezeichnet, mit den mittleren Wellenlängen 435, 535 und 725 nm. (Infolge der Wasserdampfabsorption von primärem Sonnenlicht tritt für das 725 nm-Photometer eine geringe Verflachung des registrierten Wellenlängenbereichs gegenüber der in Fig. 5 gezeichneten Spektralkurve auf; vergl. (44) und (45)).

Versuche, den Polarisationsgrad der Zenitstrahlung mit einem entsprechenden Photometer bei 900 nm bis zur Stratosphäre zu registrieren, misslangen, da die Intensitäten zu klein wurden.

2.2 Albedophotometer

Zur Messung der Albedo ϕ_R/ϕ_E dienen 2 kleine Photometer (Öffnungswinkel 170^o, vergl. Fig. 1 und 6), die den von oben bzw. den von unten kommenden Strahlungsstrom ϕ_E und ϕ_R über Photowiderstände (Dr. Lange, Typ CdSe 1) aufnehmen. Die Intensität des Lichts ist bei dieser Messung so groß, daß die Photowiderstände in einem Bereich betrieben werden können, in dem ihr Temperaturkoeffizient kleiner als $10^{-3}/^oC$ bleibt. Der Absolutfehler beträgt bei einer Temperaturänderung von etwa 70^oC zwischen Erdboden und Stratosphäre einige Prozent für die Einzelmessung ϕ_E bzw. ϕ_R und höchstens einige Promille für die Albedo ϕ_R/ϕ_E. Labormessungen ergaben, daß die Photometer bei sehr flachen Einfallswinkeln gegenüber dem Cosinus-Gesetz einen zu kleinen Wert anzeigen (für Strahlung aus Himmelsbereichen mit einer Zenitdistanz z_o von 70^o etwa 10 % und für z_o von 80^o etwa 20 %).

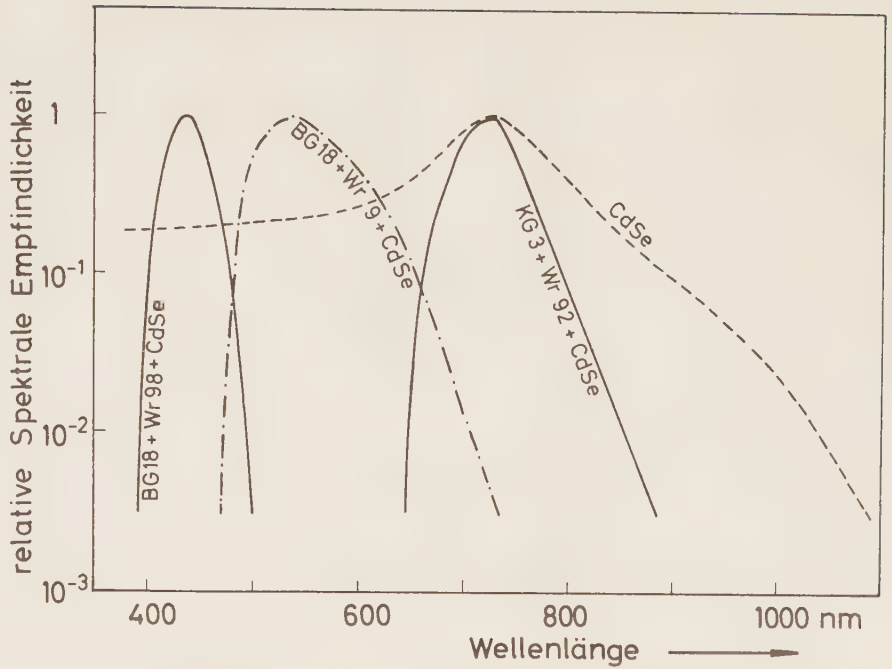


Fig. 5 Die Spektralkurven der Polarisationsphotometer und des CdSe - Widerstands.

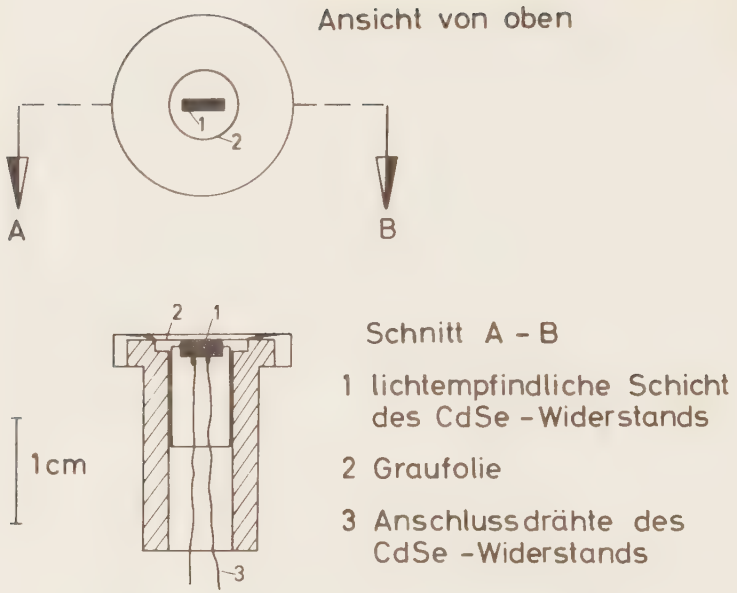


Fig.6 Albedophotometer.

Bei großer Zenitdistanz der Sonne wurde der mit dem oberen Albedophotometer registrierte ϕ_E-Wert entsprechend korrigiert (Aufstiege A1 und A9, vergl. Fig. 10). Nach (46) überwiegt für kleine Zenitdistanzen das Sonnenlicht in der Globalstrahlung gegenüber der Himmelsstrahlung (nur die sehr flach einfallenden Anteile der Himmelsstrahlung werden etwas zu klein gemessen), sodaß der Gesamtfehler für ϕ_E höchstens einige Prozent beträgt. Auch das untere Albedophotometer (ϕ_R-Registrierung) zeigt für sehr flach einfallende Strahlung etwas zu kleine Werte an; bezogen auf die gesamte Strahlung beträgt der Fehler jedoch auch höchstens einige Prozent.

ϕ_E und ϕ_R werden also beide infolge der Abweichung der Photometeranzeige vom Cosinus-Gesetz für sehr flache Einfallswinkel etwas zu klein. Insgesamt bewirkt dies für die Albedo ϕ_R/ϕ_E höchstens einen Fehler von etwa einem Prozent (vergl. auch Abschn. 6.3.5).

2.3 Telemetrie (vergl. Fig. 7)

Die analoge Übertragung der Meßwerte von der Sonde zum Erdboden erfolgte nach dem FM-FM-Verfahren, d.h. sowohl Hauptträger (Sender) als auch Unterträger (Unteroszillatoren) sind frequenzmoduliert. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß etwaige Amplitudenfälschungen, also nichtlineare Verzerrungen bei der Modulation oder im Übertragungsvorgang, sich nicht als Meßfehler auswirken. Als Trägerfrequenz für die Unteroszillatoren wurden die IRIG-Standardfrequenzen 1.3, 1.7, 2.3 und 5.4 KHz gewählt. Der

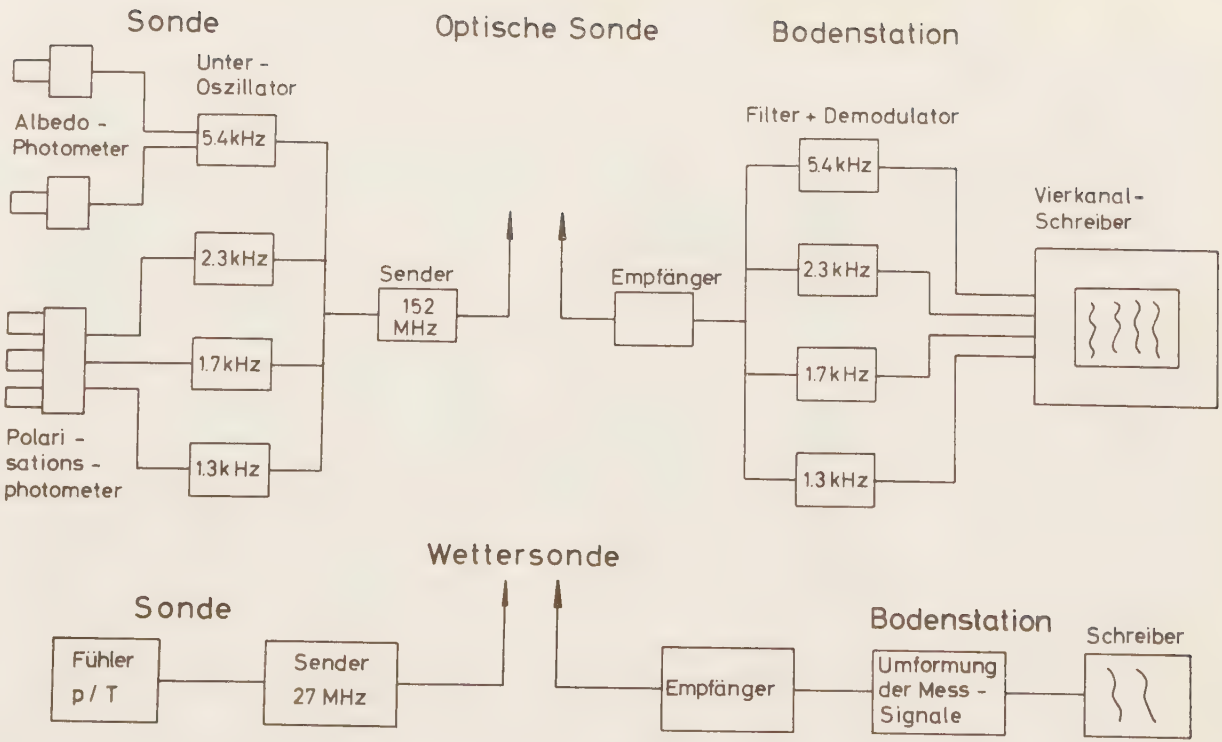
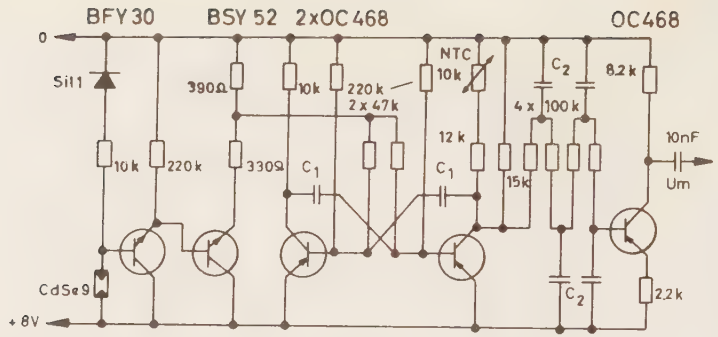


Fig. 7 Prinzip - Schaltbild der gesamten Telemetrie

Modulationshub betrug $\pm$ 7.5 %. Figur 8 zeigt das Schaltbild der 3 Unteroszillatoren (1.3, 1.7 und 2.3 KHz) zur Übertragung der Polarisationswerte. Die variable Niederfrequenz der Unteroszillatoren wird durch spannungskontrollierte astabile Multivibratoren erzeugt, die jeweils durch zweistufige Emitterfolger angesteuert werden. Die Basis des Eingangstransistors BFY 30 liegt an einem Spannungsteiler, der aus dem CdSe-Photowiderstand und der Zenerdiode Sil 1 mit logarithmischer Kennlinie gebildet wird. Die an der Zenerdiode auftretenden Spannungsschwankungen sind eine logarithmische Funktion der vom Photowiderstand bestimmten Stromschwankungen des Spannungsteilers. Mit dieser Schaltung kann eine Intensitätsvariation des Lichts an den Polarisationsphotometern von gut 2 Zehnerpotenzen übertragen werden (vergl. Fig. 3). Die RC-Glieder am Ausgang des Multivibrators sieben die Sinusgrundfrequenz heraus; diese wird in einer weiteren Transistorstufe verstärkt und auf den Hauptoszillator gegeben.

Zur Übertragung der Albedosignale wurde der Eingang dieser Schaltung etwas geändert (vergl. Fig. 9). Im Wechsel wird das obere bzw. untere Albedophotometer an den Eingang des 5.4 KHz-Unteroszillators geschaltet (der obere Kanal 4, der untere 6 Sekunden). Die Umschaltung geschieht durch ein Relais, das von einem Multivibrator angesteuert wird. Der gesamte Frequenzhub des Kanals entspricht einer Intensitätsänderung des Lichts an den Photometern von 1 : 10.

Während des Aufstiegs wird der Nullpunkt dieses Kanals auf seine Temperaturdrift kontrolliert. Zu diesem Zweck werden



f	C_1(pF)	C_2(pF)
2.3 kHz	7600	1200
1.7 kHz	10 500	1200
1.3 kHz	12 000	1500

Fig.8 Unteroszillator für Polaristionsmessung

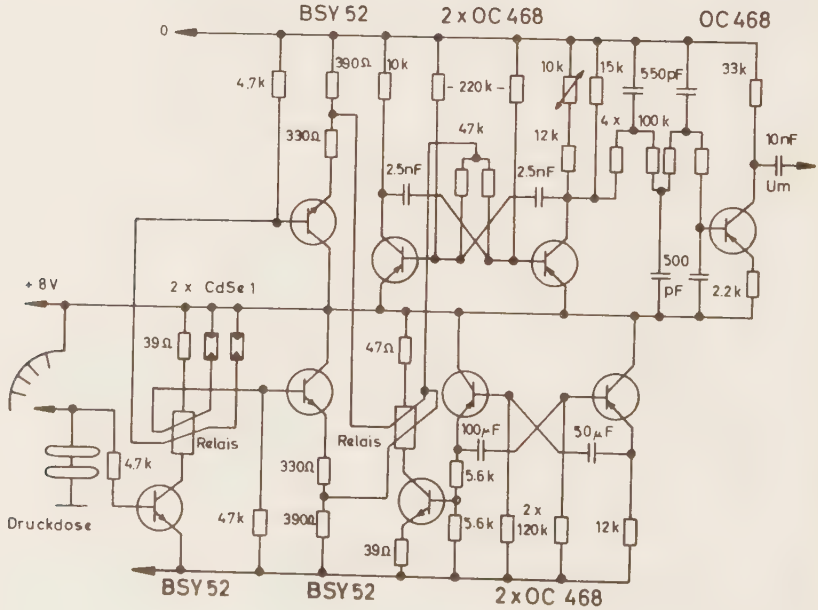


Fig.9 Unteroszillator für Albedomessung

beide Albedophotometer in definierten Höhen über eine Barometerdose abgeschaltet, sodaß der Kanaleingang offen liegt (Fig. 4, oben, ist das Beispiel für eine Albedoregistrierung). Die Frequenz des Hauptträgers liegt bei 152 MHz; aus Gründen der Temperaturkonstanz wurde ein Röhrensender der Firma Reichhalter mit einer Ausgangsleistung von 0.8 Watt benützt.

2.4 Bodenstation

Die von der Sonde abgestrahlte Hochfrequenzschwingung wird über eine Yagi-Antenne empfangen und in einem FM-Empfänger demoduliert. Entsprechend der zweifachen Modulation des Senders muß im Empfängerteil zweimal demoduliert werden. Das Gemisch der Unterträgerfrequenzen wird zunächst auf Bandpaßfilter von 1.3, 1.7, 2.3 und 5.4 KHz Mittenfrequenz gegeben. Jedes dieser Filter speist einen Diskriminator, der die momentane Abweichung der Unterträgerfrequenzen von der Nullfrequenz in ein proportionales Gleichspannungssignal umsetzt; diese Signale werden nach einer weiteren Verstärkung auf einem Vielkanalschreiber registriert (vergl. Fig. 7).

3. AUFSTIEGE

3.1 Aufstiegstechnik

Die Ballonaufstiege wurden meist von der Außenstelle Weissenau des Astronomischen Instituts Tübingen aus durchgeführt. Bei Windverhältnissen, die eine Landung des Ballongespanns in den Alpen und damit dessen Verlust erwarten ließen, wurde ein Startplatz weiter nördlich gewählt.

Der Aufstieg der Sonde erfolgte mit wasserstoffgefüllten 3000-Pond Höhenballonen der Firma Totex, der Abstieg am Fallschirm. Eine Wettersonde der Firma Graw registrierte Luftdruck und Temperatur während des Aufstiegs. Über die Luftdruckmessungen erfolgt die Höhenmarkierung der Aufstiege. Die Daten der Wettersonde wurden ebenfalls per Funk übertragen; dabei war die Telemetrie von Wettersonde und optischer Sonde völlig getrennt (vergl. Fig. 7). Das Pendeln der Sonde an ihrem Tragseil bedeutet eine Änderung des Streuwinkels, unter dem die Polarisation beobachtet wird. Solche Pendelschwingungen wurden weitgehend durch 4 Dämpfungsflügel aus Styropor unterdrückt, die auf die Seitenflächen der Sonde aufgesetzt waren. Während des Flugs konnte das Pendeln der Sonde auf dem Schreiber der Bodenstation verfolgt werden, weil sich bei Pendelschwingungen der Sonde der Einfallswinkel des Sonnenlichts und damit auch der Meßwert am oberen Albedophotometer periodisch ändert. Die Abweichungen der vertikalen Achse der Sonde von der Zenitrichtung infolge Pendelschwingungen waren meist kleiner als 4^{o}.

3.2 An der Ballonunterseite reflektiertes Licht

Während des Aufstiegs befindet sich der Ballon im Gesichtsfeld der Polarisationsphotometer. Im folgenden wird abgeschätzt, wie groß die Intensität des diffus an der Ballonunterseite in die Photometer reflektierten Lichts im Vergleich zur Zenitstrahlung ist.

Da sich der Ballon während des Aufstiegs mit zunehmender Höhe ausdehnt, steigt die an seiner Unterseite reflektierte Strahlung an; andererseits fällt mit zunehmender Höhe die Dichte der lichtstreuenden Luft und damit auch die Intensität der Zenitstrahlung. Letztere kann bei Einfachstreuung mittels Gleichung (5.18) berechnet werden. Die gesamte Unterseite des Ballons wird durch diffuses Licht der Atmosphäre bestrahlt, ein Teil der Unterseite zusätzlich durch direktes Sonnenlicht. Die daraus an den Polarisationsphotometern resultierenden Beleuchtungsstärken werden im einzelnen berechnet:

Für die Leuchtdichte B einer nichtselbstleuchtenden ebenen Fläche mit dem Reflexionsvermögen R gilt bei Bestrahlung mit der Beleuchtungsstärke I (47):

$$B = R/\pi \cdot I \cdot \cos\alpha. \qquad (3.1)$$

α ist der Winkel zwischen der Flächennormalen und der Richtung des einfallenden Lichts. Am Ort eines Beobachters, der diese Fläche unter dem Raumwinkel ω_p sieht, entsteht dann die Beleuchtungsstärke

$$I_p = B \cdot \omega_p = R/\pi \cdot I \cdot \cos\alpha \cdot \omega_p. \qquad (3.2)$$

Für die Abschätzung sind 2 Faktoren zu unterscheiden, die als Quellen störenden Streulichts auftreten:

1. Das am Ballon direkt reflektierte Licht.
Bei der Durchführung der Rechnungen mit Gleichung (3.2) wurde die beleuchtete Ballonfläche durch ein ebenes Flächenstück gleicher Größe ersetzt, auf welches das Sonnenlicht unter einem mittleren Winkel γ einfällt.

2. Die Reflexion von atmosphärischem Streulicht an der Ballonunterseite.
Für die Rechnung wurde die gekrümmte Ballonunterseite durch ein ebenes Flächenstück gleicher Größe ersetzt, das mit der Beleuchtungsstärke $I = I_o \cdot A' \cdot \cos z_o$ bestrahlt wird (A' = Albedo der Atmosphäre, z_o = Zenitdistanz der Sonne). Die Rechnungen wurden für die Trübungsfaktoren T(h) = 1, 3 und 10 bei Zenitdistanzen z_o = 40 und 80 Grad - zwischen diesen beiden Werten liegen die Streuwinkel bei den Aufstiegen - jeweils in 15, 25 und 35 km Höhe und zwar für Seillängen von S = 0.4 und 1 km zwischen Ballon und optischer Sonde durchgeführt.

Der Trübungsfaktor $T(h) = T_h^\infty$ - er bezieht sich auf den Atmosphärenbereich zwischen der Höhe h über dem Erdboden und der Atmosphärengrenze - gibt an, um wieviel mal mehr das Licht durch Streuung in der realen Luft abgeschwächt wird als in einer reinen Molekülatmosphäre (genaue Definition von T(h) in Abschnitt 5.2).

Die Aerosolstreufunktionen zu diesen Rechnungen wurden den Tafeln von de Bary und Mitarbeitern (32) entnommen (λ = 550 nm, ν^* = 3, r_1 = 0.08 µ und r_2 = 10 µ). Das Re-

flexionsvermögen R der Ballone beträgt nach Labormessungen 7 % (diese Messungen zeigten außerdem, daß polarisiert einfallendes Licht völlig unpolarisiert reflektiert wird); für die Albedo A' wurde ein bei Höhen oberhalb 20 km repräsentativer Wert von 40 % verwendet (vergl. Fig.10). Der zur Berechnung von ω_p notwendige Durchmesser der Ballone wurde für eine Höhe von 15, 25 und 35 km mit 6 bzw. 10 bzw. 15 Metern angesetzt.

Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Tabelle 3.1: Das Verhältnis der Beleuchtungsstärken an den Polarisationsphotometern, die infolge von Reflexion am Ballon entstehen, zu den Beleuchtungsstärken des Zenithimmels - in Abhängigkeit von der Sondenhöhe h, der Zenitdistanz z_o, dem Trübungsfaktor T(h) und der Seillänge S

Sondenhöhe h		15 km		25 km		35 km	
Zenitdistanz z_o		40^o	80^o	40^o	80^o	40^o	80^o
Seil-länge S	Trübungs-faktor T(h)						
0.4 km	1	$4 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-1}$	4	3
	3	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$	1	1
	10	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-1}$
1 km	1	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$
	3	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$
	10	$3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$

Die Aufstiege A1 bis A4 (vergl. Tabelle 4.1 und Figur 10) wurden mit Seillängen von 0.4 km, A5, A6, A8 und A9 mit 1 km Seillänge und A7 mit 1.4 km Seillänge durchgeführt. In Figur 12 sind die aus den Messungen berechneten Trübungsfaktoren T(h) als Funktion der Höhe dargestellt und auch die Fehler, die infolge von Reflexion von Licht am Ballon für Höhen von etwa 25 und 34 km entstehen. Die Aufstiege A1 bis A3 zeigen trotz der kurzen Seillänge von 0.4 km in Höhen zwischen 20 und 30 km einen kleinen relativen Fehler der Trübung (etwa 5-10 %), weil bei diesen Aufstiegen die Trübung in der Stratosphäre hoch war ($T(h) \rightarrow 10$). Der relative Fehler steigt bei A4 im Gipfelpunkt (34 km) wegen des kleinen Trübungsfaktors von $T(h) \approx 2$ besonders stark an.

Aus diesem Grunde wurden für die weiteren Aufstiege A5 bis A9 Seillängen von mindestens 1 km verwendet; damit können auch bei kleinen Trübungen in Höhen um 30 km noch verlässliche Aussagen aus den Messungen gewonnen werden (vergl. Abschnitt 6.3.6).

Eine Bestätigung für die Richtigkeit dieser Abschätzungen ergab sich im Verlauf des Aufstiegs A5 beim Abstieg der Sonde (vergl. Fig. 10). Nach dem Platzen des Ballons in etwa 24 km Höhe wurden beim Abstieg mit dem 535 nm-Photometer dieselben Polarisationswerte wie für den Aufstieg gemessen.

4. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über 9 Aufstiege in der Zeit zwischen dem 7.10.1965 und dem 10.6.1966. In die Tabelle sind neben dem Datum die Gipfelhöhe jedes Aufstiegs und die Länge des Seils zwischen optischer Sonde und Ballon eingetragen, außerdem der Trübungswert T am Erdboden, der mit einem Sonnenphotometer gemessen wurde.

Alle optischen Messungen erfolgten während des Aufstiegs, mit Ausnahme des Starts A5 vom 21.3.1966, bei dem die Registrierung der Polarisation im Grünkanal auch während des Abstiegs gelang; die Messungen des Auf- und Abstiegs stimmen dabei gut überein (Vergl. Fig. 10). Für die beiden Aufstiege A1 und A2 liegen Polarisationsmessungen in nur einem Wellenlängenbereich vor, für die Aufstiege A7 und A9 in 3 Bereichen. Bei allen anderen Aufstiegen wurde in 2 Bereichen gemessen.

Tabelle 4.1: Übersicht über 9 Aufstiege in der Zeit zwischen dem 7.10.1965 und dem 10.6.1966 mit Gipfelhöhe der Aufstiege, Länge des Seils zwischen Ballon und optischer Sonde und dem Trübungsfaktor T am Erdboden

Aufstieg	Datum	Gipfelhöhe in km	Seillänge in km	Trübungsfaktor am Erdboden
A1	7.10.1965	29	0.4	1.7
A2	14.10.1965	30	0.4	1.5
A3	26.10.1965	25	0.4	1.8
A4	17. 2.1966	33	1.0	2.2
A5	21. 3.1966	23	1.0	2.0
A6	22. 3.1966	30	1.0	2.3
A7	1. 4.1966	34	1.4	2.4
A8	2. 5.1966	27	1.0	1.25
A9	10. 6.1966	34	1.0	2.7

Die Figur 10 zeigt die geglätteten Meßkurven. War die Zahl der Meßpunkte genügend dicht (etwa 5 Meßpunkte pro Kilometer Höhenintervall), so erfolgte die Glättung durch Bildung des gleitenden Mittels über 5 Meßpunkte, bei weniger dichter Lage wurde über 3 Meßpunkte gemittelt. Für alle Aufstiege, mit Ausnahme von A3, liegen Albedomessungen vor; der Verlauf der Albedo und der Temperatur als Funktion der Höhe ist in Figur 10 ebenfalls eingetragen. Bei den Aufstiegen A3, A5 und A6 bis A9, für die keine eigenen Temperaturmessungen vorliegen, wurden die zeitlich am nächsten liegenden Werte des Wetteramts Stuttgart verwendet. Außerdem sind in die Figur 10 noch die am Erdboden bestimmten Zenitdistanzen z_o (z_o ist gleich dem Streuwinkel) der Sonne während des Aufstiegs eingezeichnet. (Zur Diskussion der Aufstiege vergl. Abschn. 6.2).

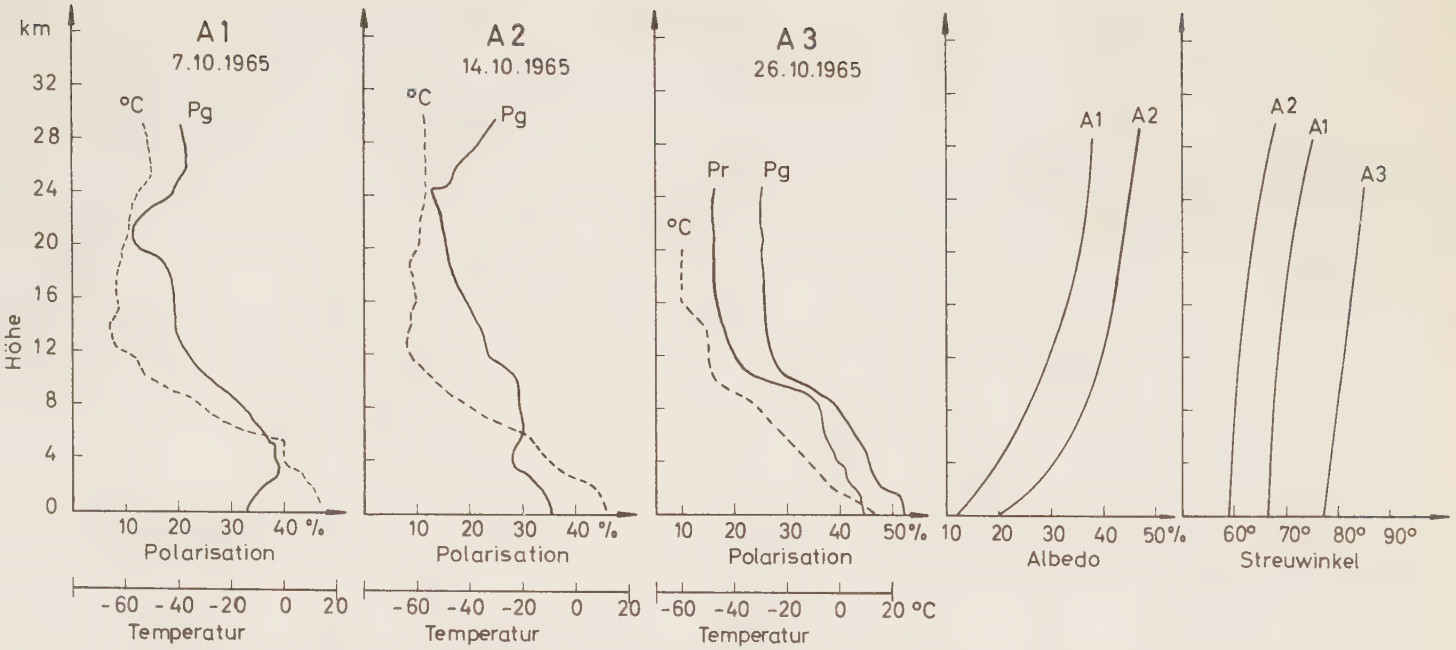


Fig. 10a Polarisation (Pb = 435 nm, Pg = 535 nm, Pr = 725 nm) Albedo, Temperatur und Zenitdistanz als Funktion der Höhe für Aufstieg A1 bis A3.

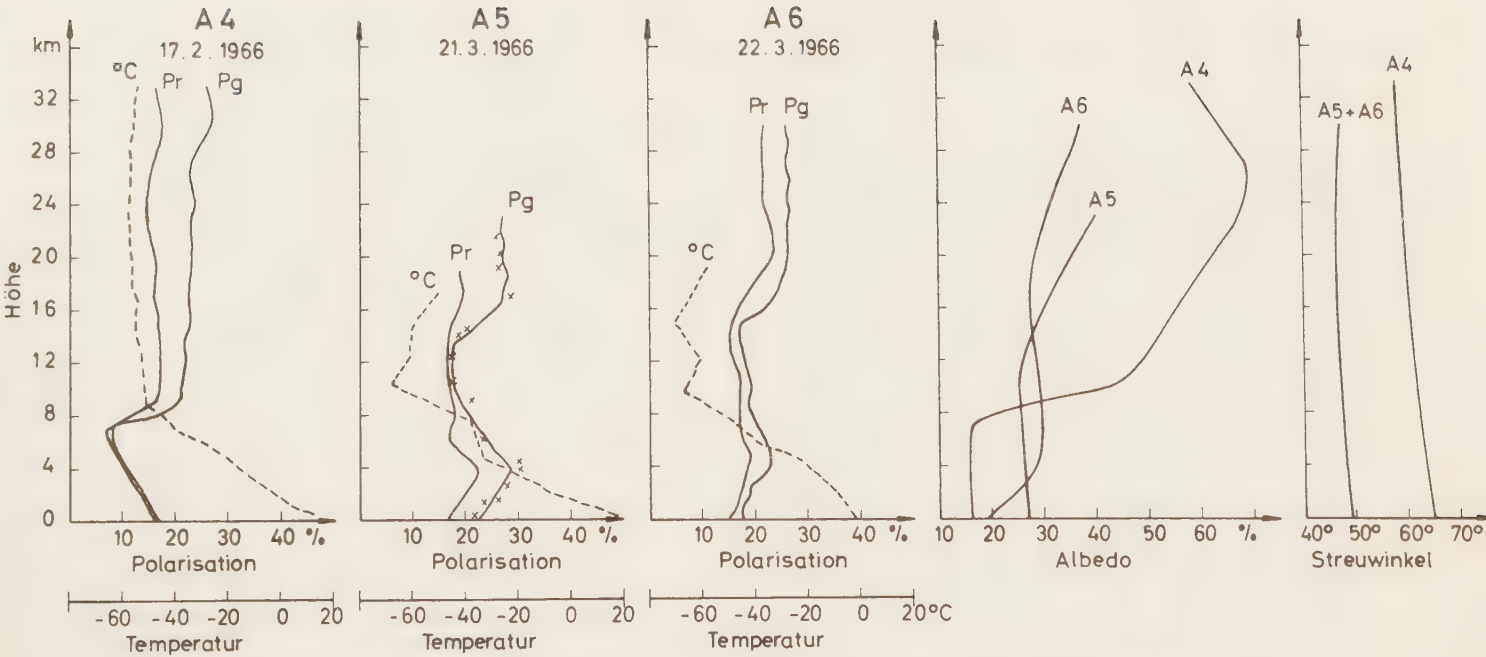


Fig.10b Dasselbe wie in Fig.10a für Aufstieg A4 bis A6 (× = Pg für Abstieg von A5).

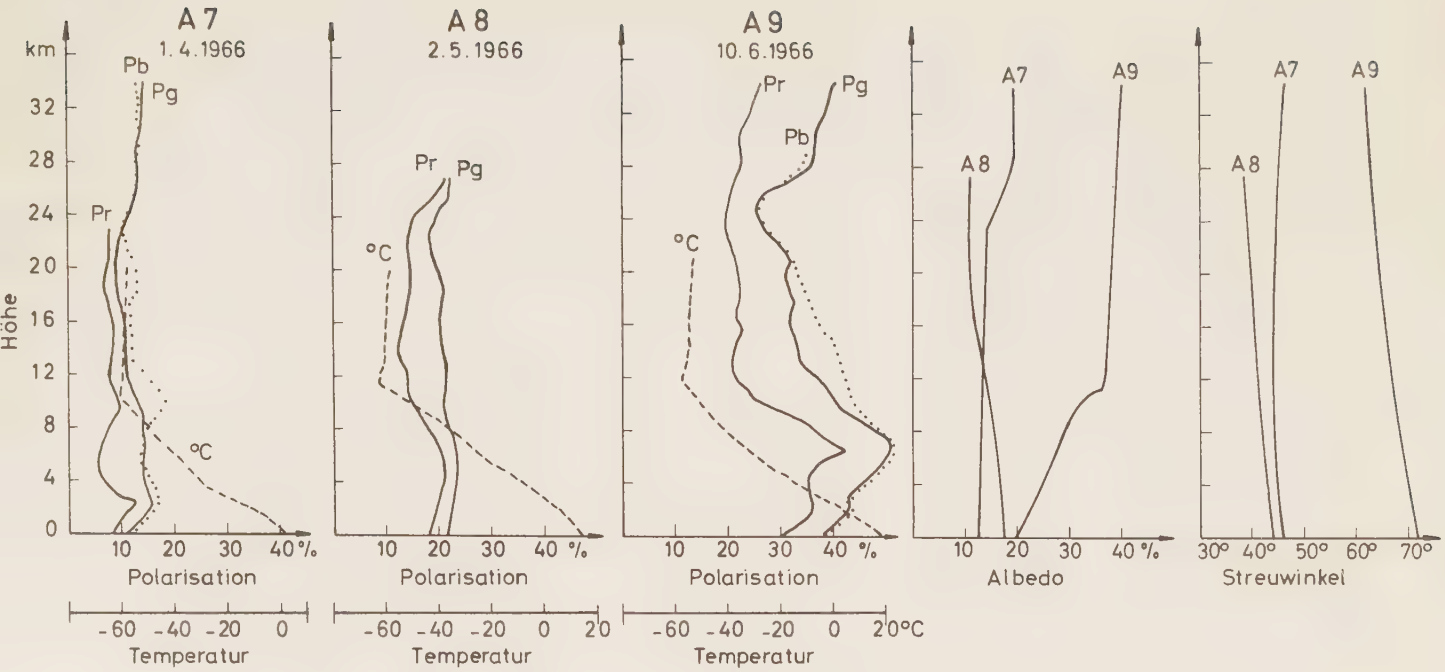


Fig. 10c Dasselbe wie in Fig. 10a für Aufstieg A7 bis A9.

5. ALLGEMEINE THEORIE

Das Verhalten der Luftbestandteile (Luftmoleküle und Aerosolteilchen), bestimmt die Extinktions-, Streuungs- und Polarisationsverhältnisse der Sonnen- und Himmelsstrahlung beim Durchgang des Sonnenlichts durch die Atmosphäre.

Für die Beschreibung der atmosphärisch-optischen Erscheinungen bei Teilchen mit Radien kleiner als 1/10 der Lichtwellenlänge wurde Ende des letzten Jahrhunderts eine Streutheorie von Rayleigh (48) entwickelt. Die Rayleigh'sche Theorie ist also insbesondere auf die Molekülatmosphäre anwendbar.

Mit einer 1908 von Mie entwickelten Theorie (49), in der die Rayleigh-Theorie als Spezialfall enthalten ist, lassen sich - ausgehend von Maxwell-Gleichungen - Extinktionskoeffizient und Streufunktion eines einzelnen kugelförmigen Teilchens beliebiger Größe und Materialeigenschaft beschreiben.

Die in der Mie-Theorie gemachte Voraussetzung kugelförmiger Teilchen ist für das atmosphärische Aerosol ziemlich gut erfüllt: Untersuchungen des natürlichen Aerosols mit dem Elektronenmikroskop zeigen (Jacobi, Junge und Lippert (50)), daß im kontinentalen Aerosol über Europa nur etwa 10 % aller Teilchen von der Kugelform abweichen. Nach Fenn (51) ergaben elektronenmikroskopische Untersuchungen an Kohleteilchen, wie sie vor allem über bewohnten Gebieten und Industriegegenden vorkommen, daß auch solche Teilchen meist kugelförmig sind; daneben wurden aber auch kettenförmige Strukturen festgestellt.

Ein Vergleich von Streufunktionen, berechnet für sphärische und zylindrische Teilchen, zeigt, daß für beide Fälle die Streufunktionen in ihren charakteristischen Eigenschaften übereinstimmen (van de Hulst (52)).

Es ist deshalb zu erwarten, daß die Mie'sche Theorie für kugelförmige Teilchen die Streueigenschaften des natürlichen Aerosols recht gut wiedergibt.

Beobachtungen des Himmelslichts in verschiedenen Spektralbereichen zeigen allerdings erhebliche Abweichungen von den theoretisch zu erwartenden Werten; dies ist darauf zurückzuführen, daß die Mehrfachstreuung nicht berücksichtigt wird (25).

Eine Theorie der atmosphärischen Streuung unter Einschluß der Mehrfachstreuung wurde 1950 von Chandrasekhar (53) gegeben.

Umfangreiche Berechnungen der Himmelsstrahlung nach dieser Theorie unter Einschluß der Mehrfachstreuung sind bisher nur für eine reine Molekülatmosphäre gelungen (Coulson, Dave und Sekera (54)).

Die numerische Auswertung der Mie-Theorie zur Berechnung von Aerosolstreufunktionen wurde erst in den letzten Jahren durch den Einsatz elektronischer Rechenmaschinen in breitem Umfang möglich. Es muß nämlich in sehr kleinen Intervallen gerechnet werden, da die Mie-Streufunktionen schon für geringe Änderungen des Radius oder der Wellenlänge stark schwanken.

Eine Zusammenstellung von Berechnungen der Streueigenschaften kugelförmiger Teilchen nach der Mie-Theorie findet

man in dem Buch von van de Hulst (52). Die derzeit umfangreichsten Tabellen der Mie-Streufunktionen für Aerosolteilchen, die allen praktischen Zwecken genügen, wurden 1963 von Giese, de Bary, Bullrich und Vinnemann (55) veröffentlicht, ausführliche Tabellen für Aerosolgemische von de Bary, Bullrich und Braun (32).

Da diese Rechnungen jedoch nur für Einfachstreuung gelten, muß die eventuell auftretende Mehrfachstreuung des Aerosols durch ein geeignetes Näherungsverfahren berücksichtigt werden (vergl. dazu de Bary (30)).

5.1 Streukoeffizient

Paralleles Licht der Intensität $I(\lambda)$ wird auf dem infinitesimalen Weg ds durch Extinktion um den Betrag $dI(\lambda)$ nach dem Bouger-Lambertschen Extinktionsgesetz abgeschwächt:

$$dI(\lambda) = -\beta(\lambda,s)\cdot I(\lambda)\cdot ds. \qquad (5.1)$$

Tritt keine Absorption auf, so erfolgt Abschwächung nur infolge Zerstreuung des Lichts; $\beta(\lambda)$ ist dann der Streukoeffizient; er bezieht sich auf die Lichtabschwächung innerhalb eines Einheitsvolumens des streuenden Mediums. Die Dimension ist die einer reziproken Länge, z.B. km^{-1}.

Für den Rayleigh-Streukoeffizienten einer reinen Molekülatmosphäre gilt nach Penndorf (56)

$$\beta_R = \frac{8\pi^3}{3}\cdot\frac{(n^2-1)\cdot N}{N_0^2\cdot\lambda^4}\cdot\frac{6+3\sigma}{6-7\sigma}\cdot \qquad (5.2)$$

β_R ist eine Funktion der Lichtwellenlänge λ, des Brechungsindexes n_o bei Normalbedingungen, sowie von N_o und N, den Teilchenzahlen pro Volumeinheit bei Normalbedingungen bzw. bei beliebigem Druck und beliebiger Temperatur. Der Term $(6+3\delta)/(6-7\delta)$ tritt wegen der optischen Anisotropie der streuenden Moleküle auf, dabei gilt für Luft als bester Wert $\delta = 0.035$. Aus der Zustandsgleichung für ideale Gase folgt der Zusammenhang von Rayleigh-Streukoeffizient - er ist proportional der Luftdichte - bei Normalbedingungen (p_o, Θ_o) und dem bei beliebigem Druck p und beliebiger Temperatur Θ. Sind also Druck- und Temperaturverteilung in der Atmosphäre bekannt, so kann β_R als Funktion der Höhe h über dem Meeresspiegel berechnet werden

$$\beta_R(\lambda,h) = \beta_R(\lambda,p\Theta) = \beta_{R_o}(\lambda,p_o,\Theta_o)\cdot(\Theta_o/\Theta)\cdot(p/p_o) \qquad (5.3)$$

(vergl. dazu die Tafeln von Elterman (57), in denen β_R bei verschiedenen Wellenlängen für die "US-Standard Atmosphere" vom Erdboden bis 50 km Höhe berechnet wurde).

Die Lichtstreuung an den kugelförmigen Aerosolteilchen des Dunstes wird, wie oben erwähnt, nach der Mie-Theorie behandelt. Dazu muß die Verteilung der Partikel als Funktion des Radius bekannt sein. Für atmosphärisches Aerosol wird heute meist die von Junge (33) experimentell gefundene Potenzverteilung verwendet: Sind N Teilchen pro Volumeinheit vorhanden und liegen davon dN im Radienintervall (r, r+dr), so gilt

$$dN(r) = C\cdot r^{-(\nu+1)}\cdot dr, \qquad (5.4)$$

C ist ein Maß für die Absolutkonzentration der Teilchen. Der Exponent ν liegt für natürliches Aerosol häufig zwischen 2.5 und 4. Der Streukoeffizient für Aerosolteilchen erhält damit folgendes Aussehen

$$\beta_D(\lambda,r) = \int_{r_1}^{r_2} \sigma(\alpha,n) \cdot dN(r). \qquad (5.5)$$

Dabei ist $\sigma(\alpha,n)$, der Streukoeffizient für ein einzelnes Teilchen, eine Funktion des Brechungsindex n und des Parameters $\alpha = 2\pi r/\lambda$ und ergibt sich durch Integration des Streulichts dieses Teilchens über alle Raumwinkelelemente

$$\sigma(\alpha,n) = 2\pi r^2/\alpha^2 \int_0^{\pi} i(\varphi,\alpha,n) \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi. \qquad (5.6)$$

$i(\varphi,\alpha,n)$ läßt sich nach der Mie-Theorie berechnen und beschreibt die räumliche Verteilung der Strahlung, wobei φ der Streuwinkel ist.

An dieser Stelle ist noch eine Bemerkung zum Brechungsindex angebracht:

Volz (58) fand bei Untersuchungen von Niederschlagsrückständen einen effektiven Brechungsindex für natürliches Aerosol von 1.55. Von Hähnel (59) wurden Schwankungen des Brechungsindex von Aerosol zwischen 1.33 (Wasser) und 1.7 nachgewiesen; dies ist u.a. darauf zurückzuführen, daß für Salzteilchen der Brechungsindex je nach relativer Feuchte stark schwankt (vergl. dazu Bullrich (1)).

Als mittlerer Wert für Streufunktionsberechnungen des natürlichen Aerosols wird heute meist der Wert 1.5 angenommen.

Die Absorption natürlicher Aerosolteilchen ist vernachlässigbar, da der Imaginärteil des Brechungsindex von der Größenordnung 10^{-5} oder kleiner ist (Fenn (51)).

Dagegen kommen über Wohn- und Industriegebieten Teilchen als Rückstände von Verbrennungsvorgängen vor, deren Absorptionsvermögen nicht mehr vernachlässigt werden kann, weil es die gleiche Größenordnung erreicht wie das Streuvermögen. Dies wurde neuerdings von Leupolt (60) bei Messungen in München nachgewiesen. Entsprechende Rechnungen von Danzer und Bullrich (61) zeigen, welchen Einfluß die Absorption des Aerosols auf die Extinktion und Streufunktion haben.

Giese und Mitarbeiter (55) tabellierten $k(\alpha) = \sigma/\pi \cdot r^2$ für $n = 1.5$ und die Werte $\alpha = 0.3$ bis 150; bei sichtbarem Licht entspricht dies Teilchenradien von etwa 0.04 bis 10 μ. Wegen $dN = dN(r, h)$ ist β_D ebenso wie β_R eine Funktion der Höhe h.

In der Atmosphäre findet die Streuung an Luftmolekülen und Aerosolteilchen gleichzeitig statt; folglich setzt sich der Streukoeffizient $\beta(\lambda, h)$ für die Gesamtstreuung eines Volumens atmosphärischer Luft aus dem Anteil für reine Luft und dem Anteil für Dunst zusammen:

$$\beta(\lambda, h) = \beta_a(\lambda, h) + \beta_o(\lambda, h). \qquad (5.7)$$

5.2 Optische Dicke

Die Abschwächung des Lichts bei senkrechtem Durchgang durch die Molekülatmosphäre von deren Grenze bis zur Höhe h wird durch eine dimensionslose Zahl $\tau_R(\lambda, h)$ ausgedrückt, die als "optische Dicke" der Molekülatmosphäre bezeichnet wird

$$\tau_R(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_R(\lambda,h) \cdot dh. \tag{5.8}$$

Entsprechend wird eine optische Dicke $\tau_D(\lambda, h)$ als Maß für die Abschwächung in der Dunstatmosphäre definiert

$$\tau_D(\lambda,h) = \int_h^\infty \beta_D(\lambda,h) \cdot dh. \tag{5.9}$$

Für die optische Dicke der Molekül- und Dunstatmosphäre zusammen gilt dann entsprechend zu Gleichung (5.7)

$$\tau(\lambda,h) = \tau_R(\lambda,h) + \tau_D(\lambda,h). \tag{5.10}$$

Insbesondere gilt für Normalbedingungen

$$\tau(\lambda) = \tau_{R_0}(\lambda) + \tau_D(\lambda) = \beta_{R_0}(\lambda) \cdot H_R + \beta_D(\lambda) \cdot H_D.$$

H_R und H_D sind definitionsgemäß die Höhe der homogenen Rayleigh- bzw. Dunstatmosphäre.

Das Verhältnis von optischer Dicke in der Aerosol- und Molekülatmosphäre kann nach Linke (62) durch den Trübungsfaktor T(h) charakterisiert werden.

$$T(h) = \frac{\tau_R(\lambda,h) + \tau_D(\lambda,h)}{\tau_R(\lambda,h)} \quad . \tag{5.11}$$

$T(h) = T_h$ ist ein Maß für die Trübung der Atmosphärenschicht zwischen der Höhe h und der Atmosphärengrenze (hier wird T(h) für 550 nm angegeben). Für die reine Molekülatmosphäre ist T = 1. T = 5 bedeutet, die optische Dicke des Aerosols ist 4mal so groß wie die der reinen Molekülatmosphäre.

Nach Integration zwischen der Höhe h und dem Rand der Atmosphäre nimmt unter Einführung der optischen Dicke das Bouger-Lambertsche Gesetz für eine planparallele Atmosphäre folgende Form an

$$I(\lambda,h) = I_o(\lambda) \cdot e^{M \int_h^\infty \beta(\lambda,h)\,dh} = I_o(\lambda) \cdot e^{-M \cdot \tau(\lambda,h)} , \tag{5.12}$$

d.h. die Primärintensität $I_o(\lambda)$ des Lichts wird durch Zerstreuung in einer atmosphärischen Schicht mit der optischen Dicke $\tau(\lambda, h)$ auf die Intensität $I(\lambda, h)$ abgeschwächt. I ist außer von τ noch von $M \approx 1/\cos z_o$ abhängig, mit z_o = Zenitdistanz; M ist ein Maß für die Länge des Lichtwegs in der Atmosphäre (vergl. die neuen Berechnungen für M von Kasten (63)). Insbesondere wird $I(\lambda, h)$ für eine reine Molekülatmosphäre mit h = h(p, T):

$$I(\lambda,h) = I_o(\lambda) \cdot e^{-M \cdot \tau_R(\lambda,h)} = I_o(\lambda) \cdot e^{-M \cdot \beta_{R_o}(\lambda) \cdot (p/p_o) \cdot H_R} , \tag{5.13}$$

wobei $H_R = p_o / \varrho_o g$, die Höhe der homogenen Rayleigh-Atmosphäre ist.

5.3 Streufunktion

Fällt Licht der Bestrahlungsstärke $I(\lambda)$ auf ein streuendes Atmosphärenelement $d\mathcal{H}$ (vergl. Fig. 11), so wird von diesem unter dem Streuwinkel φ Strahlung der Leuchtdichte

$$dB(\varphi,\lambda) = f(\varphi,\lambda) \cdot I_o(\lambda) \cdot d\mathcal{H} \qquad (5.14)$$

in den Raumwinkel Ω ausgesandt. $\mathcal{H} = t \cdot \sec z$, mit $t = \tau(h,\lambda) / \tau_o(\lambda)$, ist die Luftmasse, die das Licht vom äußeren Rand der Atmosphäre bis zum Beobachter in der Höhe h durchläuft. Die Streufunktion $f(\varphi,\lambda)$ bezieht sich auf die Lichtstreuung der Luftmasse $\mathcal{H} = 1$.

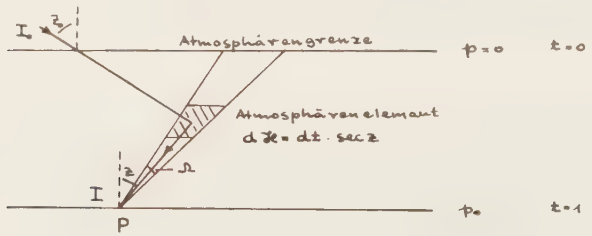


Fig. 11: Strahlengang bei einmaliger Streuung des Lichts

$f(\varphi,\lambda)$ setzt sich zusammen aus den beiden Anteilen für Molekül- und Aerosolstreuung

$$f(\lambda,\varphi) = f_R(\lambda,\varphi) + f_D(\lambda,\varphi). \qquad (5.15)$$

Für f_R und f_D gilt nach der Rayleigh- bzw. Mie-Theorie (vergl. z.B. (1))

$$f_R(\lambda,\varphi) = (3/16\cdot\pi)\cdot\tau_R(\lambda)\cdot(1+\cos^2\varphi) \tag{5.16}$$

$$f_D(\lambda,\varphi) = H_D\int_{r_1}^{r_2}(r^2/a^2)\cdot i(\varphi)\cdot dN(r). \tag{5.17}$$

Ist das einfallende Licht unpolarisiert (wie Sonnenlicht), so setzt sich die Streufunktion $f_R(\lambda,\varphi)$ und $f_D(\lambda,\varphi)$ jeweils aus den beiden senkrecht aufeinanderstehenden, linear polarisierten Komponenten $f_{R1}(\lambda,\varphi)$, $f_{R2}(\lambda,\varphi)$, bzw. $f_{D1}(\lambda,\varphi)$ und $f_{D2}(\lambda,\varphi)$ zusammen.

5.4 Himmelslichtgleichung, Polarisationsgrad

Die Strahlung, die nach einmaliger Streuung in der Atmosphäre den Erdboden erreicht, läßt sich berechnen. Fällt Licht der Bestrahlungsstärke $I_o(\lambda)$ auf die Atmosphäre, so wird am Trübungselement $d\mathcal{V}$ die Intensität $dI(\lambda,\varphi)$ unter dem Streuwinkel φ in den Raumwinkel Ω gestreut (vergl. Fig. 11). Auf dem Weg vor und nach der Streuung am Atmosphärenelement $d\mathcal{V}$ wird die Strahlung durch weitere Streuprozesse geschwächt. Wird dies berücksichtigt, so ergibt die Summation über alle im Raumwinkel Ω liegenden Trübungselemente in der Blickrichtung mit der Zenitdistanz z ($m \approx 1/\cos z$) die "Himmelslichtgleichung". Danach gilt

für die Bestrahlungsstärke $I(\lambda, \varphi)$ im Punkt P:

$$I(\varphi,\lambda) = I_0(\lambda) \cdot \frac{m}{M-m} \cdot \left(e^{-\tau(\lambda)\cdot m} - e^{-\tau(\lambda) M}\right) \cdot \frac{f(\lambda,\varphi)}{\tau(\lambda)} \cdot \Omega, \quad (5.18)$$

wobei $f(\lambda, \varphi) = f_1(\lambda, \varphi) + f_2(\lambda, \varphi)$ die Streufunktion für die Gesamtstreuung ist.

Nach Rubenson ist der Polarisationsgrad einer elektromagnetischen Welle:

$$p = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2). \quad (5.19)$$

I_1 und I_2 sind die senkrecht bzw. parallel zur Visionsebene schwingenden Intensitätskomponenten. Durch Einsetzen der Himmelslichtgleichung folgt für den Polarisationsgrad von einmal gestreutem Licht

$$p = (f_1 - f_2)/(f_1 + f_2) \quad (5.20)$$
$$= (f_{R1} + f_{D1} - f_{R2} - f_{D2})/(f_{R1} + f_{D1} + f_{R2} + f_{D2}).$$

5.5 Einfach- und Mehrfachstreuung

Bisher wurde nur die direkte Streuung von Sonnenlicht an den Teilchen der Atmosphäre betrachtet. Um die tatsächlichen Intensitätsverhältnisse am Himmel zu erhalten, ist noch die Bestrahlung der streuenden Teilchen durch die um-

liegende Atmosphäre und durch das am Erdboden reflektierte Licht zu berücksichtigen. Die Rückstreuung des Lichts am Erdboden wird durch die Albedo A charakterisiert; sie ist definiert als das Verhältnis des durch diffuse Reflexion an einem Flächenelement F des Erdbodens zurückgestreuten Lichtstroms ϕ_R zum einfallenden Lichtstrom ϕ_E

$$A(\lambda) = \phi_R(\lambda) / \phi_E(\lambda). \qquad (5.21)$$

Infolge der Zerstreuung des Lichts in alle Richtungen strahlt jede beleuchtete atmosphärische Schicht wieder zurück; für eine solche Schicht wird entsprechend zu Gleichung (5.21) eine Albedo $A'(\lambda, h)$ definiert

$$A'(\lambda,h) = \phi_R(\lambda,h) / \phi_E(\lambda,h). \qquad (5.22)$$

Wie in Abschnitt 5.6 gezeigt wird, ist für die Interpretation der Polarisationsmessungen die Kenntnis von A, bzw. A'(h) notwendig. Die gemessenen Werte A und A'(h) sind in die Figur 10 eingetragen.

Wie oben erwähnt, wurde eine exakte Darstellung der Strahlungsverhältnisse in einer planparallelen Rayleigh-Atmosphäre unter Einschluß der Mehrfachstreuung und der Erdbodenreflexion vonChandrasekhar (53) gegeben. Numerische Berechnungen dazu führten Coulson, Dave und Sekera (54) durch. Umfangreiche Rechnungen zur Mie-Einfachstreuung, speziell

für die Anwendung in der Atmosphärenoptik, wurden von de Bary und Mitarbeitern (32) veröffentlicht.

Die gemessenen Polarisationsverhältnisse in der Atmosphäre (vergl. Fig. 10) werden mittels Gleichung (5.20) und dieser Streufunktionsberechnungen als Folge einer durch das Aerosol getrübten Rayleigh-Atmosphäre interpretiert. Zur Berücksichtigung der Mehrfachstreuung des Aerosols wurde eine Näherungsmethode entwickelt. Das gesamte Auswerteverfahren wird im nächsten Abschnitt besprochen.

5.6 Auswerteverfahren

Nach den bisherigen Überlegungen sind bei der Streuung des Lichts in der Atmosphäre folgende Anteile an den Streufunktionen f, f_1 und f_2 zu berücksichtigen: Die Rayleigh-Streuung in der Molekülatmosphäre und die Mie-Streuung am Aerosol. In beiden Fällen wird die Streuung von der Albedo in der Atmosphäre oder am Erdboden beeinflußt, ferner ist je nach optischer Dicke die Einfach- oder Mehrfachstreuung dominierend.

Nach Gleichung (5.16) hat die Funktion für Rayleigh-Einfachstreuung die Form

$$f_R(\lambda,h) = f_{R1}(\lambda,h) + f_{R2}(\lambda,h)$$

$$f_{R1}(\lambda,h) = (3/16\pi)\cdot\tau_R(\lambda,h) \qquad (5.23)$$

$$f_{R2}(\lambda,h) = (3/16\pi)\cdot\tau_R(\lambda,h)\cdot\cos^2 z_0$$

mit $\tau_R(\lambda, h) = \tau_{Ro}(\lambda, h = 0) \cdot p/p_o$, der optischen Dicke für Rayleigh-Einfachstreuung. Die Albedo wird im Falle dieser Einfachstreuung durch das Glied

$$\Delta f_R = \frac{3 \cdot 3}{16 \cdot \pi} \cdot \tau_R(\lambda, h) \cdot A'(h) \cdot \cos z_o \qquad (5.24)$$

berücksichtigt, unter der Annahme, daß die Albedostrahlung den Polarisationsgrad Null hat (am Erdboden ist natürlich A' = A). Diese Annahme ist sinnvoll aus zwei Gründen: Erstens weil das Korrekturglied Δf_R um etwa eine Größenordnung kleiner ist als f_R und zweitens weil den Tafeln von Coulson und Mitarbeitern (54) zu entnehmen ist, daß für die optische Dicke $\tau_R = 0.02$, A = 25 % und Streuwinkel zwischen 0 und 75^o (in diesem Bereich liegen die allermeisten Streuwinkel bei den Messungen) der Polarisationsgrad des von der Atmosphäre nach außen gestreuten Lichts unter 5 % bleibt und mit kleiner werdendem τ_R weiter fällt.

Die Berechnungen haben außerdem ergeben, daß in den Überlappungspunkten der Rechnung ($\tau_R = 0.02$) die Werte für Rayleigh-Einfachstreuung (nach Gleichung (5.25)) und -Mehrfachstreuung (nach den Tafeln (54)) gleich sind.

Der Polarisationsgrad für Rayleigh-Einfachstreuung erhält dann in Abwandlung von Gleichung (5.20) die Form

$$p = (f_{R1} - f_{R2})/(f_{R1} + f_{R2} + \Delta f_R). \qquad (5.25)$$

In dieser Weise wurde in Höhen mit $\tau_R < 0.02$ der Polarisationsgrad der Rayleigh-Atmosphäre berechnet. Für die Wellenlängen 435, 535 und 725 nm entspricht dies den Atmosphärenbereichen oberhalb 18, bzw. 12, bzw. 4 km. Die Streufunktionen für $\tau_R \geq 0.02$ wurden aus den schon oben mehrmals erwähnten Tafeln (54) gewonnen. In diesen Tafeln sind Streuintensitäten unter Berücksichtigung der Molekülmehrfachstreuung und der Albedo tabelliert; daraus wurden die Streufunktionen mit Hilfe der Himmelslichtgleichung (5.18) abgeleitet. Es gilt:

$$f_R(\lambda,h) = \frac{I_R}{I_o} \cdot \frac{\tau_R(\lambda,h)\cdot(M-m)}{M\cdot(e^{-\tau_R(\lambda,h)\cdot m} - e^{-\tau_R(\lambda,h)\,M})\cdot\Omega} \qquad (5.26)$$

Das Verhältnis I_R/I_o als Funktion von τ_R, M und m kann der Tafel entnommen werden. $\tau_R(\lambda, h)$, die optische Dicke für Mehrfachstreuung, ist nicht bekannt; wenn statt dessen die optische Dicke für Einfachstreuung verwendet wird, ist nach einer Abschätzung von de Bary (30) der entstehende Fehler vernachlässigbar. Ganz entsprechend werden f_{R1} und f_{R2} aus den Tafeln berechnet. Die Streufunktionen der Mie-Einfachstreuung (32) liegen für $\nu^* = 2.5$, 3 und 4 in der Junge-Potenzverteilung und für 10 verschiedene Grenzradien vor. Analog zur Rayleigh-Einfachstreuung ist bei der Berechnung des Polarisationsgrads ein Korrekturglied nötig, das die Albedo berücksichtigt:

$$\Delta f_D = f_D(\lambda, \varphi = 180^\circ) \cdot A' \cdot \cos z \,. \qquad (5.27)$$

Wie de Bary und Bullrich theoretisch zeigten (29), bewirkt die Mehrfachstreuung im Vergleich mit der Einfachstreuung in der Molekülatmosphäre eine weitgehend gleichmäßige Zunahme der Himmelsstrahlung am gesamten Himmel.

Da für die Aerosolmehrfachstreuung eine analytische Lösung noch aussteht, wurde mit einem Näherungsverfahren gerechnet, unter der Annahme, daß bei Aerosol- und Molekülstreuung das Verhältnis der Streufunktionen für die Einfach- und Mehrfachstreuung gleich ist. Diese Annahme ist sinnvoll für sonnenferne Streuwinkel (etwa größer 30°). Für kleine Streuwinkel überwiegt nämlich die Einfachstreuung gegenüber der Mehrfachstreuung infolge der starken Vorwärtsstreuung des Aerosols (vergl. dazu die Abschätzung von de Bary (30)).

Die Streufunktion $f_{D,M}$ mit Berücksichtigung der Dunstmehrfachstreuung erhält damit folgendes Aussehen

$$f_{D,M}(\lambda,h) = f_{D,E}(\lambda,h) + \Delta f_D , \tag{5.28}$$

$$\Delta f_D(\lambda,h) = f_{D,E} \cdot f_{R,M}/f_{R,E} - f_{D,E} . \tag{5.29}$$

Das Korrekturglied Δf_D für die Mehrfachstreuung des Aerosols, das zur Streufunktion $f_{D,E}(\lambda, h)$ für die Einfachstreuung hinzukommt, hat die Form (5.29). Die Rayleigh-Streufunktionen $f_{R,M}$ und $f_{R,E}$ für Mehrfach- bzw. Einfachstreuung sind für die optische Dicke $\tau_D(\lambda, h)$ gerechnet, die der Dunsttrübung T entspricht. Ganz analog wurden die Streufunktionen f_{D1} und f_{D2} für die Dunstmehrfachstreuung

gebildet. Auch bei der Dunststreuung wurde für $\tau_D < 0.02$ mit Einfach-, darüber mit Mehrfachstreuung gerechnet.

Zunächst wurde die Auswertung bei einem Teil der Messungen mit der de Bary'schen Methode (30) zur Berücksichtigung der Mehrfachstreuung des Aerosols durchgeführt. Der Ansatz der Gleichung (5.29) ergab jedoch an den Überlappungspunkten der Rechnung für Einfach- und Mehrfachstreuung des Aerosols ($\tau_D = 0.02$) einen besseren Übergang.

Für die Albedo A in der Coulson-Tafel (54) wurden die gemessenen Werte A'(h) eingesetzt, d.h. auch für die Albedo der Atmosphäre wird eine diffuse Reflexion angenommen (vergl. obige Bemerkung über Δf_R). Mit diesen Ansätzen wurde bei den einzelnen Aufstiegen in verschiedenen Höhen der Trübungsfaktor infolge Aerosoltrübung berechnet; liegen bei einem Aufstieg Polarisationsmessungen in 2 Spektralbereichen vor, so kann bei einer Größenverteilung des Aerosols nach einem Potenzgesetz der Exponent ν^* neben dem Trübungsfaktor T ermittelt werden.

Der Gang der Rechnungen ist so, daß zunächst für den gemessenen Polarisationswert einer Farbe (z.B. grün) bei willkürlichem Exponent ν^* die Trübung T mit obigen Ansätzen iterativ berechnet wird; hat man den passenden Trübungswert gefunden, so ist zu untersuchen, ob damit auch der Polarisationsgrad der zweiten Farbe erklärt werden kann. Andernfalls ist ν^* so lange zu variieren, bis dies erreicht ist.

6. INTERPRETATION DER GEMESSENEN POLARISATIONSWERTE

6.1 Unterer und oberer Grenzradius in der Potenzverteilung - Allgemeine Diskussion von T und ν^* als Funktion der Höhe

Die Mie-Streufunktionen für Potenzverteilungen liegen in Tafeln für den unteren Grenzradius r_1 = 0.04, 0.06 und 0.08 µ vor (32). In Tabelle 6.1 wird am Beispiel des Aufstiegs A9 der Einfluß von r_1 auf den Trübungsfaktor T gezeigt. Für diesen Aufstieg liegen Polarisationswerte bei den Wellenlängen 435, 535 und 725 nm vor. T und ν^* wurden in 3 verschiedenen Höhen mit r_1 = 0.04 und 0.08 µ jeweils für die Wellenlängenkombinationen 435-535 nm, 435-725 nm und 535-725 nm berechnet. Die mit r_1 = 0.04 µ berechneten Trübungswerte sind durchweg höher als die mit r_1 = 0.08 µ, weil relativ mehr kleine, schwach depolarisierende Teilchen Einfluß auf die Streufunktion haben.

Tabelle 6.1: Einfluß des unteren Grenzradius r_1 auf den Trübungsfaktor T und Exponenten ν^* bei verschiedenen Wellenlängenkombinationen für Aufstieg A9 in 0.35, 14 und 24 km Höhe

Höhe in km	Radius in µ	Trübung T/Exponent ν^* 435-535 nm	435-725 nm	535-725 nm
24	0.04	nicht rechenbar	7.8/3.4	4.0/3.2
	0.08	6.6/3.9	6.0/3.5	3.8/3.3
14	0.04	3.0/2.9	3.0/2.9	3.0/2.9
	0.08	2.6/3.0	2.6/3.0	2.6/3.0
0.35	0.04	3.6/3.3	3.8/3.1	3.1/3.0
	0.08	3.5/3.3	3.7/3.2	3.0/3.1

Nach der Tabelle 6.1 läßt sich bei Aufstieg A9 in 24 km Höhe mit $r_1 = 0.04\ \mu$ der Trübungsfaktor nicht mehr berechnen, weil nicht nur die Polarisation der reinen Molekülatmosphäre, sondern auch die der reinen Aerosolatmosphäre größer als der gemessene Polarisationswert ist; außerdem liegen bei der gleichen Höhe die Trübungsfaktoren für die Rechnung 435-535 nm und 535-725 nm mit $r_1 = 0.04\ \mu$ wesentlich weiter auseinander als mit $r_1 = 0.08\ \mu$. Um möglichst einfache, vergleichbare Ergebnisse zu schaffen, wurde durchweg mit $r_1 = 0.08\ \mu$ gerechnet. In 14 km Höhe tritt bei Aufstieg A9 für alle 3 Wellenlängenkombinationen ein und derselbe Trübungsfaktor auf, d.h. diese Polarisationsverhältnisse sind gut mit einer Potenzverteilung des Aerosols interpretierbar. In 24 und 0.35 km Höhe sind die Trübungsfaktoren für die 3 Bereiche nicht gleich; die Potenzverteilung ist für diese Fälle nur eine Näherung. Dies paßt gut in die Vorstellung, daß eine stetige Verkleinerung der Aerosolkonzentration mit zunehmendem Radius nach einer Potenzfunktion nur eine Annäherung an die wirklichen Verhältnisse ist. Wie nämlich aus neueren Messungen von Fenn (51) am Erdboden folgt, liegt im Bereich 0.1 - 2 μ meist eine Aufteilung der Teilchen bezüglich des Radius in einzelne Größengruppen vor.

Die Figuren 12 und 13 zeigen die berechneten Trübungen T(h) bzw. die Exponenten ν^* aus dem Junge-Potenzgesetz aller 9 Aufstiege. Die Trübungskurven zeigen in Abhängigkeit von der Höhe häufig Maxima oder Minima. Die maximalen Trübungswerte sind den Minimalwerten der Polarisation zugeordnet, umgekehrt zeigt ein hoher Polarisationswert eine geringe Trübung an. Wie schon in der Einleitung erwähnt, hat dies seine Ursache darin, daß bei hohen Trübungswerten viele re-

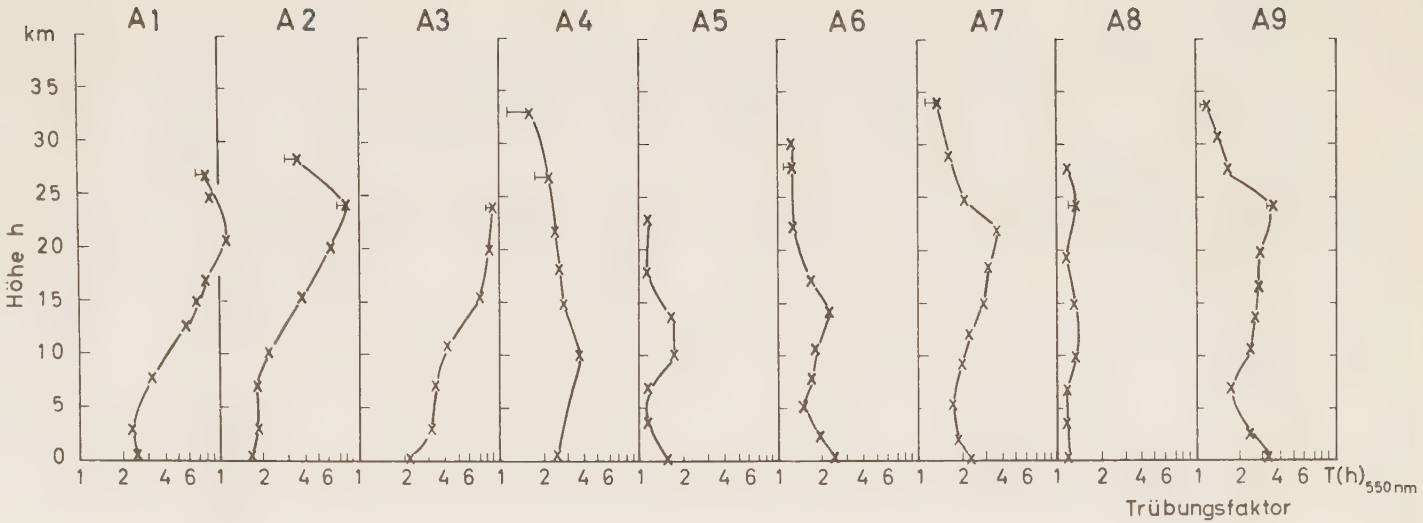


Fig.12 Trübungsfaktor T(h) als Funktion der Höhe

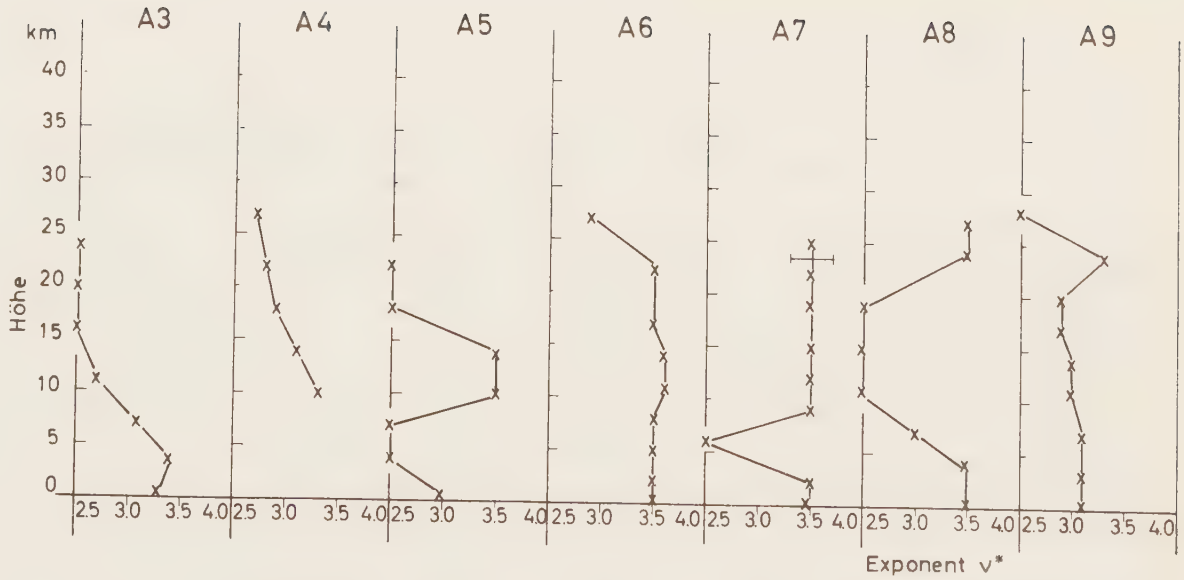


Fig. 13 Exponent ν* als Funktion der Höhe
(Der Fehlerbalken von A7 gilt für alle ν* - Werte)

lativ stark depolarisierende Aerosolteilchen vorhanden sind. So steigt zum Beispiel bei Aufstieg A2 die Trübung T(h) bis 24 km Höhe an, über 24 km fällt T(h) wieder, der zugehörige Polarisationsgrad fällt bis zu dieser Höhe und steigt darüber wieder an. Die Ursache ist eine wenige Kilometer dicke Schicht hoher Aerosolkonzentration in etwa 25 km Höhe (vergl. Fig. 10, 12 und 14).

In Fig. 13 sind die ν^* -Werte der Aufstiege A3 bis A9 als Funktion der Höhe dargestellt; der Verlauf von ν^* mit der Höhe ist recht uneinheitlich; immerhin können mit Ausnahme von jeweils zwei Werten bei Aufstieg A5 und A8 (vergl. Abschn. 6.2) als untere und obere Grenze von ν^* die Werte 2.5 und 3.7 angegeben werden.

Sowohl die Junge'schen Impaktormessungen (41), mit einem unteren Grenzradius von 0.08 µ, als auch eine Messung mit dem Koronographen von Newkirk und Eddy (19), bei einem unteren Grenzradius von 0.1 µ, ergaben im Bereich bis jeweils 1 µ - in Übereinstimmung mit den hier vorliegenden Messungen - ein mittleres $\nu^* = 3.5$ für stratosphärisches Aerosol. Dagegen fand Rosen (64) bei einer Messung mit dem photoelektrischen Teilchenzähler in der Stratosphäre $\nu^* \approx 1$, wobei jedoch nur Teilchen mit $r_1 > 0.5$ µ gezählt wurden.

Wie die Rechnungen zeigen, hat für Potenzverteilungen des Aerosols mit Exponenten zwischen 2.5 und 4 der obere Grenzradius r_2 bei Variation zwischen 1 und 10 µ praktisch keinen Einfluß auf den Polarisationsgrad, was damit zu erklären ist, daß sie eine sehr starke Vorwärtsstreuung zeigen. Die Rechnungen wurden mit $r_2 = 10$ µ durchgeführt.

6.2 Diskussion der einzelnen Aufstiege (vergl. Fig. 10 und 12) - Vergleich der gemessenen Albedowerte mit Näherungsrechnungen

Die Aufstiege A1 bis A3 stammen vom Herbst 1965 und zeigen in der Stratosphäre eine besonders hohe Trübung. Nur bei Aufstieg A3 liegen Messungen in 2 Farben vor, die für die Bestimmung von ν^* nötig sind. Deshalb wurden der Auswertung von A1 und A2 die ν^* -Werte von A3 zugrunde gelegt. Für Aufstieg A3 fehlt die Albedomessung, es wurde mit dem Mittelwert zwischen A1 und A2 gerechnet.

Während des Aufstiegs A4 trat infolge von Cirrostratus-Bewölkung in 7km Höhe ein starkes Minimum der Polarisationswerte auf. Für die Messungen unterhalb der Wolkendecke läßt sich natürlich kein Trübungsfaktor berechnen. Die Trübung von T = 2.2 am Erdboden wurde kurz vor dem Aufstieg mit dem Sonnenphotometer bei noch nicht vollständig geschlossener Wolkendecke gemessen. Im Bereich zwischen 2 und 12 km versagte bei diesem Aufstieg das Umschaltrelais für die Albedomessungen, sodaß für diesen Bereich nur ein geschätzter Albedowert angegeben werden kann. Die Aufstiege A4, A5 und A6 zeigen einen starken Anstieg der Albedo in Höhen zwischen 20 und 30 km; es ist dies eine Folge des Flugs der Sonde in Richtung der schneebedeckten Alpen.

Das stratosphärische Trübungsmaximum liegt bei den Aufstiegen A5 und A6 vom März 1966 auffallend tief in 16 km Höhe.

Für Aufstieg A7 existieren Polarisationsmessungen in 3 Wellenlängenbereichen. Die Trübungsfaktoren sind für den Bereich 535-725 nm angegeben. Nur in 22 km Höhe paßt sich der Polarisationswert in Blau diesem Trübungsfaktor an. Die Trübung in 34 km Höhe wurde aus der 535-Polarisation mit $\nu^* = 3.5$ berechnet.

Aufstieg A8 zeigt besonders kleine Trübungswerte während des gesamten Verlaufs. Bei diesem Aufstieg wurde der Sender erst ab 4 km Sondenhöhe empfangen. Die Polarisationskurven wurden entsprechend dem am Erdboden gemessenen Trübungswert mit $\nu^* = 3.5$ ergänzt.

Wie schon oben erwähnt, sind für Aufstieg A9 die Trübungswerte in 3 verschiedenen Höhen aus allen 3 möglichen Wellenlängenkombinationen gerechnet (vergl. Tabelle 6.1). Die Werte in Fig. 12 und 13 gelten für die 535-725 nm-Polarisationskurven.

Aufstieg A5 zeigt in 4 und 7 km und A8 in 15 und 19 km Höhe Polarisationswerte, die zur rechnerischen Interpretation ein ν^* kleiner 2.5 erfordern, da solche Tafelwerte nicht vorliegen, wurde für $\nu^* = 2.5$ gesondert die Trübung bei 535 und 725 nm errechnet und davon der Mittelwert in Figur 12 eingetragen.

An dieser Stelle soll kurz auf einen Vergleich der gemessenen Albedowerte im Gipfelpunkt der Aufstiege mit Rechnungen für die Albedo an der Obergrenze der Atmosphäre (Heger (65), (66)) eingegangen werden (im Gipfelpunkt der Aufstiege bei etwa 30 km Höhe beträgt der Atmosphärendruck 10 mb; praktisch befindet man sich bei Beobachtung in dieser Höhe schon außerhalb der die Albedo bestimmenden Atmosphäre).

In (66) wird A' in einer graphischen Darstellung als Funktion der Zenitdistanz z_o (0-90°), der Wellenlänge λ (450 und 850 nm), der Erdbodenreflexion A (0, 0.25, 0.8) und des Trübungsfaktors T(1, 2, 6) gezeigt. Für die Berechnung dieser Werte wurde eine planparallele und homogen getrübte Atmosphäre angenommen.

In Tabelle 6.2 sind für die Aufstiege A1, A2, A7, A8 und A9 die gemessenen Albedowerte A' im Gipfelpunkt der Aufstiege und die nach den Heger'schen Berechnungen für diese Aufstiege zu erwartenden Werte eingetragen.

Tabelle 6.2: Vergleich der gemessenen und berechneten Albedowerte an der Obergrenze der Atmosphäre

Aufstieg	A1	A2	A7	A8	A9
Messung					
T_{mittel}	3	2	2	1.2	3
A' in %	38	47	20	11	40
Rechnung A' in %	16	18	14	17	18

Der mittlere Trübungsfaktor T_{mittel} für die Gesamtatmosphäre wurde nach den Werten in Fig. 12 geschätzt (für Aufstieg A1 und A2 wurde besonders die Trübung der bodennahen Atmosphäre bis etwa 15 km Höhe gewertet); die weiteren für die Rechnung benötigten Werte wurden der Fig. 10 entnommen.

Der Vergleich zeigt, daß für die Aufstiege A1, A2, A7 und A9 die nach der Heger'schen Theorie gerechneten Werte der Albedo außerhalb der Atmosphäre im Mittel nur etwa halb so

groß sind wie die direkt gemessenen Werte, dagegen liegt für Aufstieg A8, der sich von Aufstieg A1, A2, A7 und A9 durch eine besonders kleine Trübung unterscheidet, der gerechnete Albedowert etwas über dem gemessenen.

Bei den Heger'schen Berechnungen der Albedowerte an der Obergrenze der Atmosphäre ist nur mit Einfachstreuung für das Aerosol gerechnet worden; die Berücksichtigung der Aerosolmehrfachstreuung für größere Trübungen würde auch größere Albedowerte liefern (der entsprechende Sachverhalt zwischen Einfach- und Mehrfachstreuung für eine reine Molekülatmosphäre wird von Heger gezeigt). Die von Heger gerechneten Werte sind also zu klein, wie dies bei den Aufstiegen A1, A2, A7 und A9 bestätigt wird.

Für Aufstieg A8 mit sehr kleiner Trübung ist die Vernachlässigung der Mehrfachstreuung gerechtfertigt. Zur Erklärung der auch bei diesem Aufstieg vorhandenen Abweichung zwischen gerechnetem und gemessenem Albedowert sind folgende zwei Punkte zu berücksichtigen: 1. die Heger'schen Rechnungen wurden für ein vereinfachtes Atmosphärenmodell durchgeführt (siehe oben), 2. bei der Bestimmung der Albedo A' im Gipfelpunkt nach den Heger'schen Rechnungen wurde angenommen, daß noch dieselbe Erdbodenreflexion A vorhanden ist wie beim Start (die Sonden wurden bei einer Aufstiegshöhe von 30 km etwa 50 bis 100 km seitlich abgetrieben). Bei einer Bodenreflexion A = 9 % (Start 18 %) würden bei Aufstieg A8 der gemessene und berechnete Wert der Albedo A' im Gipfelpunkt übereinstimmen.

Die Aufstiege A4, A5 und A6 wurden nicht in diesen Vergleich miteinbezogen, da bei ihnen die Sonden in Richtung der schnee-

bedeckten Alpen getrieben wurden und die Bodenalbedo A gegenüber dem Start sicher wesentlich erhöht wurde (siehe oben).

Weil die Albedowerte in einem sehr breiten Spektralbereich gemessen wurden (vergl. Abschn. 6.3.5), wurden sie immer mit dem Mittelwert der Hegerschen Rechnungen für 850 nm und 450 nm verglichen (für Aufstieg A9 beträgt die Albedo im Gipfel $A'_{450\ nm}$ = 20 % und $A'_{850\ nm}$ = 16 %, d.h. die Wellenlängenabhängigkeit ist recht gering).

6.3 Fehlerabschätzungen

6.3.1 Bodenmessungen

Als Kontrolle für die Qualität der Polarisationsmessungen und des angesetzten Auswerteverfahrens zur Bestimmung des Trübungsfaktors daraus kann zunächst der Vergleich der so errechneten Bodenwerte mit den Trübungswerten dienen, die direkt mit dem Sonnenphotometer am Erdboden gemessen sind. Untersucht man die in Frage kommenden 7 Aufstiege (bei A4 und A8 liegt am Boden jeweils nur ein einziger Trübungswert vor) und läßt man für beide Arten der Trübungsbestimmung einen gleich großen Fehler von $\pm$10 % bzw. $\pm$15 % zu, so fallen 4 Aufstiege unter die Kategorie mit Fehlerabweichung kleiner als $\pm$10 % und 2 Aufstiege zeigen Fehlerabweichungen kleiner als $\pm$15 %. Der Aufstieg A1 weist einen Fehler von $\pm$30 % auf.

Daraus läßt sich schließen, daß die Genauigkeit der Trübungswerte am Boden bei $\pm$10 bis $\pm$15 % liegt. Dieser Fehler

in $T = \tau_D/\tau_R + 1$ ist auf das Glied τ_D/τ_R zurückzuführen, dessen Genauigkeit für die 7 Trübungswerte am Erdboden im Mittel dann $\pm$20-30 % wird.

Die größte Unsicherheit in der Auswertung besteht beim Ansatz des Korrekturglieds für die Mie-Mehrfachstreuung. Bei dessen Wegfall ($\tau_D < 0.02$) ist die Genauigkeit des Verfahrens größer. Für die Aufstiege A1, A2 und A4 bis A9 sind das - in entsprechender Reihenfolge - die Höhenbereiche oberhalb 25, 24, 16, 3, 12, 17, 3 und 16 km. Wegen der großen Trübung mußte bei A3 bis zum Gipfelpunkt mit Mie-Mehrfachstreuung gerechnet werden.

6.3.2 Genauigkeit der Rechnung

Die Genauigkeit, mit der die Exponenten ν^* aus den Messungen bestimmt wurden, soll an dem in Tabelle 6.3 dargestellten Rechenbeispiel demonstriert werden. Zu dem gemessenen Polarisationswert bei λ = 535 nm wurde für ν^* = 3.1, 3.3 und 3.5 der passende Wert von T berechnet und dann der entsprechende Wert des Polarisationsgrads bei 725 nm. Wie aus der Tabelle ersichtlich, kommt die Rechnung mit T = 3.8 und ν^* = 3.3 der Messung am nächsten. Aus den gerechneten Polarisationswerten für ν^* = 3.1 und 3.5 läßt sich abschätzen, daß die Genauigkeit der Rechnung für ν^* besser als $\pm$0.1 ist.

Tabelle 6.3: Beispiel (A9 in 24.5 km Höhe) für die Berechnung von T bei variablem ν^*

Wellenlänge in nm	gemessene Polarisation in %	gerechnete Polarisation in %		
		für ν^* = 3.1	3.3	3.5
		bei T = 3.5	3.8	4.2
535	26	25.8	26.0	25.8
725	21	18.9	20.6	22.9

6.3.3 Meßfehler des Polarisationsgrads

Das in Tabelle 6.3 dargestellte Beispiel gibt gleichzeitig einen Einblick in die Empfindlichkeit der Trübungs- und ν^*-Werte gegenüber Änderungen des Polarisationsgrads. Bei festgehaltener Polarisation für 535 nm schwanken T und ν^* von 3.8 auf 4.2 bzw. 3.3 auf 3.5, wenn der Polarisationsgrad für 725 nm um 2 % erhöht wird. Da die Streuung der Polarisationsmessungen infolge des Pendelns der Sonde weitgehend herausgemittelt wurde (vergl. Kap. 4), liegt der absolute Fehler der Polarisationsmessungen sicher nicht über $\pm$ 1 %, dies wird auch durch den glatten Verlauf der Meßkurven in Fig. 10 bestätigt. Ein absoluter Fehler von $\pm$ 1 % bedeutet für das Beispiel in Tabelle 6.3, daß der relative Fehler der Polarisationsmessungen $\pm$ 4 und $\pm$ 5 % für den 535 nm- bzw. 725 nm-Wert beträgt, und daß T im ungünstigsten Fall einen Fehler von $\pm$ 10 % aufweist (der Fehler für τ_D/τ_R wird $\pm$ 14 %). ν^* hat nach diesem Beispiel eine Streuung von $\pm$ 0.2 bei Änderungen des Absolutwerts der Polarisation von $\pm$ 1 %.

6.3.4 Einfluß des Streuwinkels

Eine weitere Fehlerquelle liegt in der Unsicherheit von $\pm$ 0.5°, mit der der Streuwinkel angegeben werden kann. So ändert sich T für A8 in 19 km Höhe, bei Erniedrigung des Streuwinkels um 1°, von 1.10 auf 1.07 (τ_D/τ_R fällt um 30 %), wobei beide T-Werte für $\nu^* = 2.5$ gerechnet sind; bei dem

Beispiel der Tabelle 6.2 geht T von 3.8 auf 3.6; $\nu^* = 3.3$ bleibt konstant, wenn der Streuwinkel um 1° fällt (τ_D/τ_R ändert sich um 7 %).

6.3.5 Einfluß der Albedo

Es ist noch der Einfluß des Fehlers zu untersuchen, der infolge der Vernachlässigung der Wellenlängenabhängigkeit der Albedo entsteht. Die gemessenen Albedowerte sind Mittel über einen breiten Spektralbereich, da das Empfindlichkeitsmaximum der Photozellen (vergl. Fig. 5) bei 730 nm flach ist und das Maximum der Sonnenstrahlung bei 550 nm liegt. Nach Messungen verschiedener Autoren am Erdboden (67) und theoretischen Überlegungen für die Atmosphäre (65), (66), ist die zu erwartende Abweichung der wirklichen Albedowerte von den gemessenen im Bereich 435-725 nm infolge der Wellenlängenabhängigkeit bei den vorliegenden Verhältnissen noch so gering, daß ihr Einfluß auf die gerechneten T- und ν^*-Werte vernachlässigt werden kann (vergl. dazu auch Abschnitt 6.2).

6.3.6 Ballonstreulicht

Zu den bisher aufgezählten Fehlern tritt noch der in Abschnitt 3.2 besprochene systematische Fehler bei großen Höhen infolge von Streuung von Licht am Ballon (vergleiche auch die Fehlerbalken der Fig. 12 in verschiedenen Höhen). Danach kann in 34 km Höhe eine Trübung von T kleiner als

1.1 angenommen werden (vergl. A4, A7 und A9). Wegen des wachsenden Einflusses des Ballonstreulichts auf die Polarisationswerte mit zunehmender Höhe sind oberhalb 27 km keine ν^*-Werte mehr in Figur 13 eingetragen. Die Größe dieses Fehlers soll an dem folgenden Beispiel aufgezeigt werden: Aufstieg A4, mit besonders großem Streulichtfehler in 27 km Höhe, zeigt bei $\nu^* = 2.7$ eine Trübung von T = 2.2 und unter Berücksichtigung von 25 % diffusem Ballonstreulicht - ebenfalls bei $\nu^* = 2.7$ - eine nur wenig geänderte Trübung von T = 1.9.

6.3.7 Zusammenfassung der Fehler

Für kleine Trübungen wird der Unterschied zwischen reiner Rayleigh-Polarisation und den gemessenen Polarisationen so gering, daß wegen des Meßfehlers der Polarisationswerte und der Unsicherheit des Streuwinkels etwa der Wert T = 1.07 als untere Grenze der Trübungsbestimmung nach der hier entwickelten Methode anzusehen ist (vergl. Bsp. in Abschnitt 6.3.4). Sieht man von dem Fehler infolge Ballonstreulicht für große Höhen ab, so kann als summarischer Fehler (Ungenauigkeit der Messungen und des Auswerteverfahrens) der τ_R/τ_D- und der ν^*-Werte etwa $\pm$ 20 %, bzw. $\pm$ 0.2 angesetzt werden, wenn nur Mie-Einfachstreuung berücksichtigt wird. Bei Berücksichtigung der Mie-Mehrfachstreuung nach dem in Abschnitt 5.6 geschilderten Verfahren wird der Fehler für die Trübung noch etwas größer, wie in Abschnitt 6.3.1 für die Messungen am Erdboden gezeigt wurde.

6.4 Berechnung des Streukoeffizienten

Aus den Trübungsprofilen (Fig. 12) der einzelnen Aufstiege kann der Streukoeffizient als Funktion der Höhe gewonnen werden. Mit Gleichung (5.11) folgt zunächst für die optische Dicke des Dunstes

$$\tau_D(\lambda,h) = (T-1)\cdot\tau_R(\lambda,h). \qquad (6.1)$$

Für T wurden die berechneten Trübungsfaktoren eingesetzt, ebenso wie T gilt im folgenden τ_R und damit auch τ_D für 550 nm. In dieser Weise wurde für jeden Aufstieg ein Höhenprofil von τ_D gewonnen.

Durch Differentiation von Gleichung (5.9) erhält man

$$\beta_D(h) = \Delta\tau_D(h)/\Delta h. \qquad (6.2)$$

Praktisch wurde $\beta_D(h)$ durch graphische Differentiation der τ_D-Profile bestimmt, dazu wurde für je 2 um Δh benachbarte τ_D-Werte (Gleichung 6.1) $\Delta\tau_D$ gebildet und nach Gleichung (6.2) $\beta_D(h)$ berechnet. $\beta_D(h)$ stellt im Intervall Δh einen Mittelwert dar. In Figur 14 ist das Ergebnis dieser Rechnungen für alle 9 Aufstiege gezeichnet. Analog zum integralen Trübungsfaktor $T = (\tau_R+\tau_D)/\tau_R$ wurde das Verhältnis $(\beta_R+\beta_D)/\beta_R = \beta/\beta_R$ als Funktion der Höhe aufgezeichnet. Die Trübungswerte über 25 km sind korrigiert, von den berechneten Trübungen wurde der Anteil infolge Ballonstreulicht abgezogen. Zur Erhöhung der Anschaulichkeit des Er-

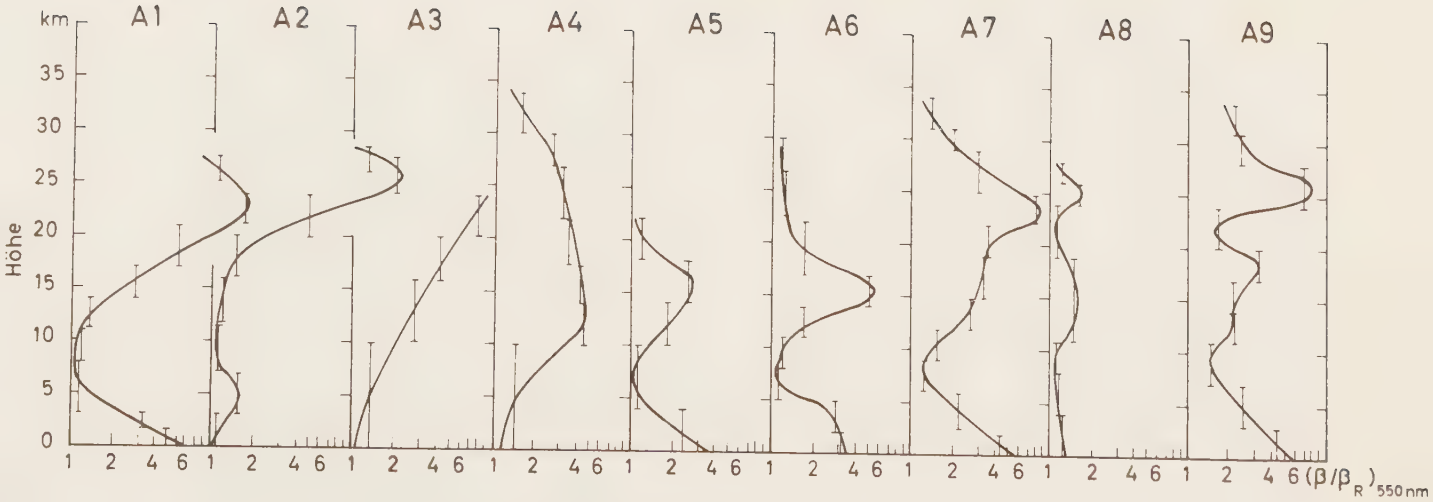


Fig.14 β/β_R als Funktion der Höhe

gebnisses wurden die Schmiegkurven an die β/β_R -Werte der einzelnen Höhenintervalle gezeichnet. Wie im vorigen Abschnitt (6.3) abgeschätzt wurde, liegt der Fehler der τ_D/τ_R-Werte bei etwa $\pm$ 20 %. Dieser Fehler überträgt sich bei Bildung des Quotienten (6.2) auf die β_D-Werte. Die Ungenauigkeit wird besonders groß, wenn der Trübungswert mit der Höhe zunimmt, d.h. τ_D nur schwach fällt und also kleine $\Delta\tau_D$ auftreten. (Für Aufstieg A5 wurde zur $\Delta\tau_D$-Bildung für h = 4 und 7 km ein T mit $\nu^* = 3.5$ angesetzt. Das bis zur Höhe von 7 km vorhandene Aerosol ergibt bei einer Potenzverteilung mit $\nu^* = 2.5$ eine so kleine Trübung, daß $\Delta\tau_D$ zwischen 7 und 10 km negativ wird).

6.5 Berechnung der Teilchenkonzentrationen

Die Kenntnis von β_D und ν^* erlaubt eine direkte Berechnung der Teilchenkonzentrationen in Abhängigkeit von der Höhe.

Nach Gleichung (5.5) gilt mit $K(\alpha) = \sigma/\pi \cdot r^2$

$$d\beta_D(r,\lambda) = K(\alpha) \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dN .$$

Mit der Junge-Verteilung (5.4) wird

$$\beta_D = C \cdot \pi \cdot (2\pi/\lambda)^{\nu^*-2} \cdot \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (K(\alpha)/\alpha^{\nu^*-1}) \cdot d\alpha , \qquad (6.3)$$

wobei $\alpha = 2\pi r/\lambda$ ist.

Andererseits ergibt die Integration der Junge-Gleichung zwischen den Grenzen r_1 und r_2

$$N(r_2) - N(r_1) = C / \nu^* \cdot (r_1^{-\nu^*} - r_2^{-\nu^*}). \qquad (6.4)$$

Wird (6.3) in (6.4) eingesetzt, so folgt

$$N_{r_1,r_2} = \frac{\beta_0 \cdot (r_1^{-\nu^*} - r_2^{-\nu^*})}{\nu^* \cdot \pi \cdot (2\pi/\lambda)^{\nu^*-2} \cdot \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (k(\alpha)/\alpha^{\nu^*-1}) \cdot d\alpha}. \qquad (6.5)$$

Alle Faktoren der Gleichung (6.5) sind bis auf $k(\alpha)$ bekannt. $k(\alpha)$ liegt für $\alpha = 1$ bis 150 tabelliert (55) vor. Durch graphische Integration wurde $\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (k(\alpha)/\alpha^{\nu^*-1}) \cdot d\alpha$ für verschiedene ν^* und den Radienbereich 0.08 - 10 µ ermittelt. In Tabelle 6.4 sind die mittleren Teilchenkonzentrationen für die betrachteten Höhenintervalle eingetragen. Bei der Berechnung wurde der Mittelwert von ν^* der beiden Intervallgrenzen genommen.

6.6 Diskussion der Ergebnisse

Die vorliegenden Untersuchungen geben interessante Einblicke in die Trübungsverhältnisse der Stratosphäre. Alle Aufstiege zeigen in dem untersuchten Bereich der Stratosphäre bis etwa 34 km Höhe Schichten hoher Aerosolkonzentration (vergl. Fig. 12, 14 und Tabelle 6.4). Bei einem Vergleich der 9 Aufstiege treten starke Schwankungen sowohl in der Höhe, als auch in der Konzentration dieser Schichten auf. Dagegen hat die Trübung an der Troposphäre ein beständiges Minimum.

Tabelle 6.4: Absolute Aerosol-Teilchenkonzentration in Abhängigkeit von der Höhe (r_1 = 0.08 µ, wenn nicht anders vermerkt).

A1		A2		A3	
h in km	N cm^{-3}	h in km	N cm^{-3}	h in km	N cm^{-3}
24-28	33	24-28	16	20-24	30
21-24	66	20-24	32	16-20	26
17-21	35	16-20	3.3	11-16	25
14-17	18	11-16	2.9	0-11	38
11-14	7.3	7-11	4.7		
8-11	8.4	3-7	48		
3-8	13	0-3	17		
0-3	520				

A4		A5		A6	
h in km	N cm^{-3}	h in km	N cm^{-3}	h in km	N cm^{-3}
22-27	4.5	18-22	0.7	27-30	1.1
18-22	29	14-18	35	22-27	1.5
14-18	84	10-14	46	17-22	13
10-14	170	7-10	7.5	14-17	140
0-10	40	4-7	3.3	11-14	41
		0-4	62	8-11	20
				5-8	18
				2-5	290
				0-2	400

A7		A8		A9		
h in km	N cm^{-3}	h in km	N cm^{-3}	h in km	N cm^{-3}	N cm^{-3} (r_1 = 0.5µ)
29-34	4.2	24-28	3.1	31-34	0.9	0.04
25-29	9.3	19-24	1.2	28-31	1.9	0.07
22-25	61	15-19	4.5	24-28	20	0.3
19-22	33	11-15	7.3	20-24	5.7	0.1
15-19	50	8-11	2.5	17-20	22	0.7
9-12	24	4-8	14	14-17	17	0.4
6-9	14	0-4	37	11-14	32	0.7
2-6	130			7-11	17	0.4
0-2	660			3-7	160	4.1
				0-3	470	11

Eine stratosphärische Aerosolschicht von geringerer und zeitlich recht konstanter Konzentration war schon von Junge und Mitarbeitern (34-37) 1959/60 durch 5 Ballonaufstiege über Nordamerika und 1961 durch einen Aufstieg über Indien mit einer Höhe des Maximums von 20 km festgestellt worden.

Aufstieg A2 zeigt die größte, A8 die kleinste stratosphärische Trübung aller 9 Aufstiege. β_D als Funktion der Höhe ist für diese beiden Aufstiege in Figur 15 aufgetragen. Das Verhältnis der β_D-Werte von Aufstieg A2 und A8 im Maximum der Trübung bei 25 km Höhe beträgt 20 : 1. Die Aufstiege A1 und A2 zeigen die größte gemessene stratosphärische Trübung mit Werten von β/β_R zwischen 10 und 20. In Figur 15 sind noch β_R (nach (57)) und β_D-Werte nach Streulichtmessungen vom Erdboden aus (Elterman (9)) eingezeichnet. Ebenso wie bei den eigenen Messungen tritt auch bei Elterman häufig eine ausgeprägte Struktur der vertikalen Trübungsprofile auf.

Einen Vergleich der β/β_R -Werte nach Aufstieg A2 und A8 mit entsprechenden Werten, die aus Dämmerungsmessungen abgeleitet sind, gibt Figur 16. Die Messungen wurden vor (Kurve a, Volz (4)) und nach (Kurve b, Volz (68)) Ausbruch des Vulkans Agung auf Bali am 17.3.1963 in Weissenau durchgeführt. Die Kurven aus Dämmerungsmessungen sind Mittelwerte, die vertikale Auflösung der Dämmerungsmethode ist gering, deshalb sind die gezeichneten Profile abgeflacht gegenüber den wirklichen Verhältnissen. Der Vergleich der Teilchenkonzentrationen aus Tabelle 6.4 mit direkten Messungen ist schwierig, weil der untere Grenzradius nicht genau festgelegt werden kann, dieser aber entscheidend in die Absolutkonzentrationen eingeht. Chagnon und Mitarbeiter (37) fan-

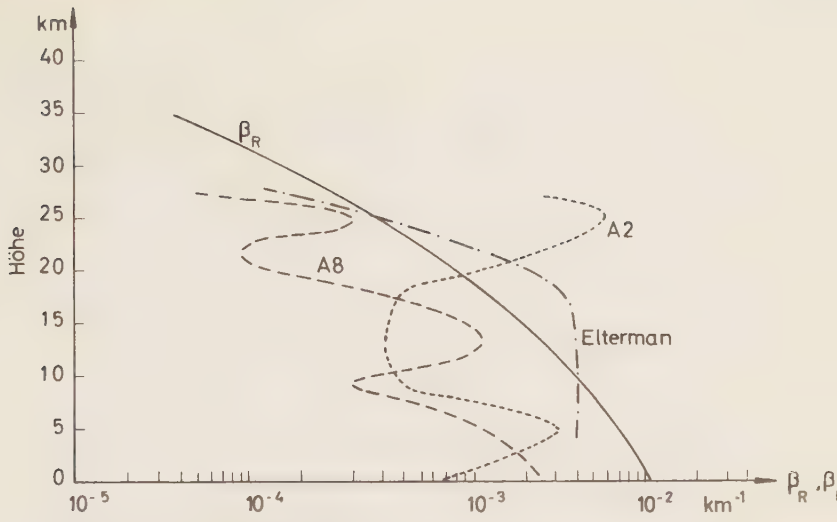


Fig. 15 Streukoeffizient als Funktion der Höhe (β_D für Aufstieg A2 und A8; und nach Streulicht-messungen vom Erdboden, Elterman)

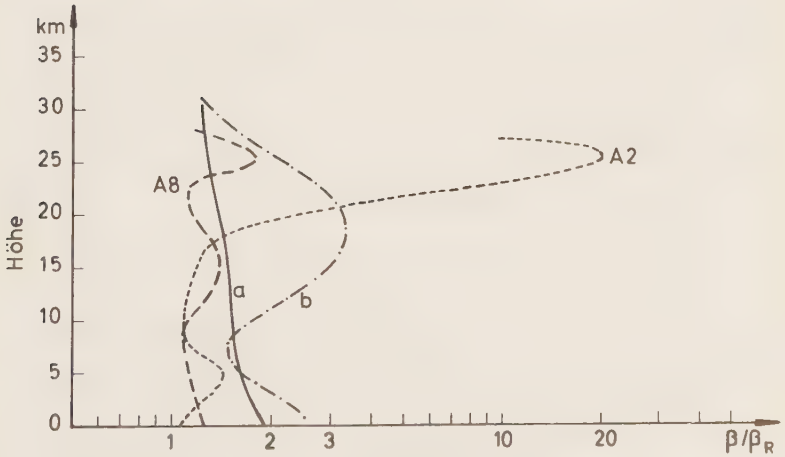


Fig. 16 β/β_D für Aufstieg A2 und A8 und nach der Dämmerungsmethode (a: vor Ausbruch, b: nach Ausbruch des Vulkans Agung, nach Volz)

den für Messungen mit dem Impaktor über Nordamerika Konzentrationen von einigen Teilchen pro cm^3 im Trübungsmaximum der Stratosphäre, bei einem unteren Grenzradius der Teilchen von $r_1 = 0.08\ \mu$. Unter Berücksichtigung der seit diesen Messungen wesentlich erhöhten Trübung der Stratosphäre infolge des Agung-Ausbruchs passen diese Ergebnisse gut mit den Konzentrationswerten von Tabelle 6.4 zusammen, die, wenn nicht anders vermerkt, für $r_1 = 0.08\ \mu$ gerechnet sind. Um mit direkten Teilchenmessungen nach Ausbruch des Vulkans Agung vergleichen zu können, wurde für Aufstieg A9 die Teilchenkonzentration noch für $r_1 = 0.5\ \mu$ gerechnet (diese Werte sind ebenfalls in Tabelle 6.4 enthalten). Messungen von Rosen (64) über Nordamerika mit dem photoelektrischen Teilchenzähler ergaben am 1.11.1964 für $r_1 = 0.5\ \mu$ in 5 km Höhe über dem Erdboden eine Aerosolkonzentration von etwa 1 Teilchen pro cm^3. Für Aufstieg A9 sind die entsprechenden Werte in 5 und 17 km Höhe 4 und 0.4 Teilchen pro cm^3. Für Aufstieg A6 mit maximaler Trübung in 15 km Höhe liegt die Konzentration bei 1.5 Teilchen pro cm^3. Die von Rosen gefundenen Konzentrationen liegen also im Bereich der vorliegenden Messungen.

In Figur 17a sind die Maximalwerte $(\beta / \beta_R)_{max}$ der stratosphärischen Trübung in der Zeit zwischen Oktober 1965 und Juni 1966 dargestellt. Die Werte des ersten Halbjahrs 1966 liegen wesentlich unter denen vom Herbst 1965, in Übereinstimmung mit Dämmerungsmessungen von Volz (68).

Die Figur 17b zeigt im gleichen Zeitraum die Höhe des stratosphärischen Trübungsmaximums, das für die Aufstiege Anfang 1966 tiefer liegt als im Herbst 1965 und in den Monaten

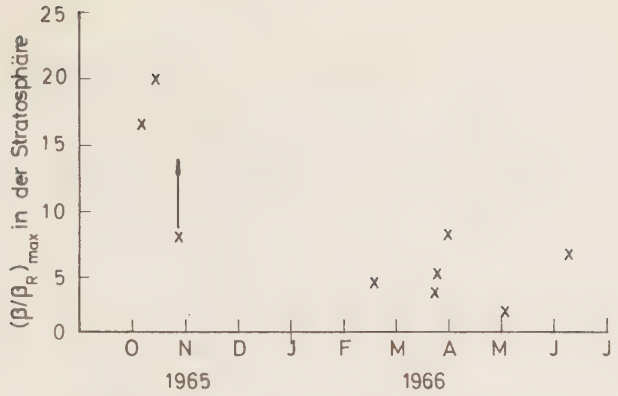


Fig. 17a Maximale Trübung $(\beta/\beta_R)_{max}$ in der Stratosphäre im Zeitraum Oktober 1965 bis Juni 1966

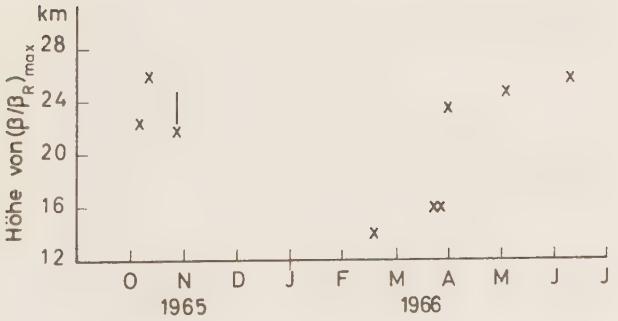


Fig. 17b Höhe von $(\beta/\beta_R)_{max}$ im Zeitraum Oktober 1965 bis Juni 1966

April-Juni 1966. (In Figur 17 a und b wurde durch entsprechende Markierungen berücksichtigt, daß im Gipfelpunkt des Aufstiegs A3 das Maximum der Trübung noch nicht erreicht war). Wie aus Figur 17 ersichtlich, bilden sich große Trübungswerte vorzugsweise in Höhen zwischen 22 und 26 km aus; in 15 km Höhe, wenig oberhalb der Tropopause, wurden nur wesentlich kleinere $(\beta / \beta_R)_{max}$-Werte festgestellt. (Aufstieg A8 ist nicht in Figur 17 eingetragen, weil er aus dem Gesamtbild der übrigen Aufstiege herausfällt).

Im Gegensatz zu den recht konstanten Trübungsverhältnissen der Junge-Messungen von 6 Aufstiegen in den Jahren 1959-61 zeigen die in dieser Arbeit beschriebenen stratosphärischen Trübungen - in einem Zeitraum von 8 Monaten - starke Schwankungen von Konzentration und Höhe. Sie sind vermutlich verursacht durch eine Überlagerung von Trübungsvorgängen, die auf eine einmalige langandauernde Veränderung (Vulkanausbruch) und auf jahreszeitliche Veränderungen der stratosphärischen Aerosolkonzentration zurückgeht. Da die mittlere Lebensdauer der stratosphärischen Aerosolschicht etwa bei einem halben Jahr liegt (41), sind für eine genaue Klärung der stratosphärischen Trübungsverhältnisse Messungen nach dieser Methode über mehrere Jahre hinweg und dann besonders auch nach Abklingen der Vulkanstaub-Trübung wünschenswert.

LITERATUR

1 K. Bullrich (1964)
Scattered radiation in the atmosphere and the natural aerosol; Advances in Geophysics, New York and London, Vol. 10, 99 - 26o

2 P. Gruner (1958)
Dämmerungserscheinungen; In "Handbuch der Geophysik", Vol. 8, Bornträger, Berlin, 432 - 526

3 E.K. Bigg (1956)
The detection of atmospheric dust and temperature inversion by twilight scattering; Journ. Meteor. 13, 262 - 268

4 F.E. Volz and R.M. Goody (1962)
The intensity of the twilight and upper atmospheric dust; Journ. Atmos. Sci. 19, 385 - 406

5 G.V. Rozenberg (1960)
Light scattering in the earth's atmosphere; Soviet Physics Uspekhi 3, 346 - 371

6 I.A. Khvostikov (1964)
The upper Layers of the Atmosphere; Gidrometeorologicheskoye Izdatel'stvo, Leningrad (NASA Technical Translation F -315, Washington, D.C., Mai 1965)

7 L. Foitzik und M. Krestan (1946)
Über eine Methode zur Bestimmung der vertikalen Trübungsschichtung der Atmosphäre aus Helligkeitsmessungen senkrecht gerichteter Scheinwerferstrahlen; Z. Meteorol. 1, 67 - 73

8 W. Kopp (1964)
Über den Beitrag der Frequenzen unter 1 Hertz zum Spektrum der Szintillation der Sterne; Dissertation, Tübingen Astronomisches Institut

9 L. Elterman (1966)
Aerosol measurements in the troposphere and stratosphere; Appl. Optics 5, 1769 - 1776

10 R. T. Collis and M. G. H. Ligida (1966)
Note on Lidar Observations of Particulate Matter in the Stratosphere; Journ. Atmos. Sci. 23, 255- 257

11 G. S. Kent, B. R. Clemesha and R. W. Wright (1967)
High altitude atmospheric scattering of light from a laser beam; Journ. Atmos. Terr. Phys. 29, 169 - 181

12 G. Grams and G. Fiocco (1967)
Stratospheric Aerosollayer during 1964 and 1965; Journ. Geo. Res. 72, 3523 - 3542

13 F. Kasten und D. Neumann (1967)
Ein Verfahren zum Nachweis stratosphärischer Aerosolpartikeln durch Streuung von Laser-Strahlung; Beitr. Phys. Atmos. 40, 70 - 94

14 D. Spänkuch (1967)
Helligkeitsmessungen eines senkrechten Scheinwerferstrahls zur Bestimmung der vertikalen Trübungsschichtung der Troposphäre; Beitr. Phys. Atmos. 40, 95 - 128

15 H. Siedentopf (1950)
Luftlichtmessungen. I; Deutsche Luftfahrtforschung F. B. Nr. 1937, 1(1944); zitiert nach E. Reeger und H. Siedentopf. Staubmessungen in der freien Atmosphäre; Zeitschr. Meteor. 4, 136- 140

16 D. M. Packer and C. Lock (1951)
The brightness and polarisation of the Rayleigh sky at altitudes of 18-38000 feet above sea level; JOSA 41, 473-478

17 S. Q. Duntley, A. R. Boileau, J. L. Harris and J. Gordon (1966)
Maps of sky luminance at various altitudes; Scripps Institution of Ocenography, SIO Reference 60-12, Astia Document AD 240679 (Febr. 1960), zitiert nach J. V. Hughes, Sky brightness as a function of altitude; Appl. Opt. 3, 1135 - 1147

18 V. J. Stakutis (1960)
Luminance and illuminance of the atmosphere; in Handbook of Geophysics, United States Air Force, ARDC, Geophysics Research Directorate, Macmillan, New York, Sec. 14-2.2

19 G. Newkirk, jr and J. A. Eddy (1964)
Light scattering by particles in the upper atmosphere; Journ. Atmos. Sci. 21, 35 - 60

20 F. Rössler (1963)
Das diffuse Himmelslicht in der hohen Atmosphäre; Geofis. Pura Appl. 56, 123 - 134

21 F. Rössler (1963)
Aerosolmessungen mittels des diffusen Himmelslichts von einer Rakete aus; Ber. Deut. Wetterdienstes Nr. 91, 96 - 98

22 F. Rössler (1966)
Das diffuse Himmelslicht in der hohen Atmosphäre. (II. Teil: Aufstieg V 32). Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis, Bericht 6/66, 31 S.

23 F. Rössler (1966)
Das diffuse Himmelslicht in der hohen Atmosphäre. (III. Teil: Aufstieg V 35). Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis, Techn. Mitteilung T 22/66, 29 S.

24 E. de Bary and F. Rössler (1966)
Size distribution of Atmospheric aerosols derives from scattered radiation measurements aloft; Journ. Geophys. Res. 71, 1011 - 1016

25 E. de Bary und K. Bullrich (1963)
Über den Anteil der Rayleigh-Streuung und den Einfluß der Aerosol-Größenverteilung auf Extinktion und spektrale Intensität der Streustrahlung eines Luftvolumens; Arch. Met. Geoph. und Biokl. B 12, 254 - 277

26 E. de Bary und K. Bullrich (1963)
Der Einfluß der Aerosolgrößenverteilung auf den Polarisationsgrad der gestreuten Strahlung eines Luftvolumens mit Berücksichtigung der Rayleigh-Streuung; Arch. Met. Geoph. und Biokl. B 13, 36 - 51

27 E. de Bary und K. Bullrich (1964)
Der Einfluß der Aerosolgrößenverteilung auf den Polarisationsgrad der gestreuten Himmelsstrahlung (Berechnungen); Optik 21, 199 - 214

28 E. de Bary und K. Bullrich (1964)
Die Berechnung der Himmelsstrahlung mit Berücksichtigung der Aerosole und der Mehrfachstreuung; Optik 21, 467 - 488

29 E. de Bary and K. Bullrich (1964)
Effects of higher-order scattering in a molecular atmosphere ; JOSA 54, 1413 - 1416

30 E. de Bary (1964)
Influence of multiple scattering of the intensity and polarisation of diffuse sky radiation; Appl. Opt. 3, 1293 -1303

31 E. de Bary (1965)
Die depolarisierende Wirkung der Streuung höherer Ordnung auf den Polarisationsgrad der Himmelsstrahlung der trüben Atmosphäre (Berechnungen); Optik 22, 41 - 47

32 E. de Bary, B. Braun, K. Bullrich (1965)
Tables related to light scattering in a turbid atmosphere, Vol. I -III, AFCRL, L. G. Hanscom Field, Bedford, Mass., 859 S.

33 C. E. Junge (1952)
Gesetzmäßigkeiten der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent; Ber. Deut. Wetterd., U. S. -Zone Nr. 35, 261 - 277

34 C. E. Jungeand J. E. Manson (1961)
Stratospheric aerosol studies; Journ. Geophys. Res. 66, 2173 - 2182

35 C. E. Junge (1961)
Vertical profiles of condensation nuclei in the stratosphere; Journ. Meteor. 18, 501 - 509

36 C. E. Junge, C. W. Chagnon, J. E. Manson (1961)
Stratospheric aerosols; Journ. Meteor. 18, 81 - 108

37 C. W. Chagnon and C. E. Junge (1961)
The vertical distribution of sub-micron particles in the stratosphere; Journ. Meteor. 18, 746 - 752

38 I. P. Friend (1966)
Properties of the stratospheric aerosols; Tellus 18, 465 - 473

39 S. C. Mossop (1965)
Stratospheric Particles at 20 km altitude; Geochim. cosmochim. Acta 29, 201 - 207

40 B. I. Mason (1957)
The Physics of Clouds; University Press, Oxford, London 482 S.

41 C. E. Junge (1963)
Air chemistry and radioactivity; Academic Press, New York and London, 488 S.

42 R. Jaenicke und C. Junge (1966)
Studien zur oberen Grenzgröße des natürlichen Aerosols; Beitr. Phys. Atm. 40, 129 - 143

43 R. D. Cadle (1966)
Particles in the atmosphere and space; Reinhold Publishing Corporation„ New York, 226 S.

44 L. Foitzik und H. Hinzpeter (1958)
Sonnenstrahlung und Lufttrübung; Akad. Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG., Leipzig, 309 S.

45 F. Möller (1957)
Strahlung in der unteren Atmosphäre; Handbuch der Physik, Herausgeber S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, Band XLVIII, Geophysik II, 155 - 253

46 E. Elvegard und G. Sjöstedt (1940)
Berechnung der Beleuchtung von Sonne und Himmel; Gerl. Beitr. Geophys. 56, 41 - 48

47 G. Dietze (1957)
Einführung in die Optik der Atmosphäre; Akadem. Verlagsges., Geest & Portig KG., 263 S.

48 Lord Rayleigh (1881)
On the electromagnetic theory of light; Phil. Mag. 12, 81 - 101

49 G. Mie (1908)
Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen; Ann. Phys. 25, 377 - 445

50 W. Jacobi, C. Junge und W. Lippert (1953)
Reihenuntersuchungen des natürlichen Aerosols mittels Elektronenmikroskop; Arch. Meteoro. Geophys. Biokl. A 5, 166 - 178

51 R. W. Fenn (1964)
Aerosol-Verteilungen und atmosphärisches Streulicht. Beitr. Phys. Atmos. 37, 69 - 104

52 H. C. van de Hulst (1957)
Light scattering by small particles; John Wiley & Sons, New York, London, 470 S.

53 S. Chandrasekhar (1950)
Radiation transfer; At the Clarendon Press, Oxford 393 S.

54 K. L. Coulson, J. V. Dave, Z. Sekera (1960)
Tables related to the radiation emerging from a planetary atmosphere with Rayleigh scattering; University of California Press, 548 S.

55 R. -H. Giese, E. de Bary, K. Bullrich, C. D. Vinnemann (1962)
Tabellen der Streufunktionen $i_1(\varphi)$, $i_2(\varphi)$ und des Streuquerschnitts $k(\alpha, m)$ homogener Kügelchen nach der Mie'schen Theorie; Akademie-Verlag, Berlin 175 S.

56 R. Penndorf (1957)
Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh-scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 μ and their application to the atmospheric optics; JOSA 47, 176 - 182

57 L. Elterman (1964)
Atmospheric attenuation model, in the ultraviolet, visible and infrared regions for altitudes to 50 km. AFCRL, Enviromental Research Papers No. 46, L. G. Hanscom Field, Bedford, Mass.

58 F. Volz (1961)
Optik der Tropfen; Hdb. Geophys., Gebrüder Borntraeger, Berlin-Nikolassee, Vol. VIII, Kap. 14, 943 - 1026

59 G. Hähnel (1967)
Feuchteabhängigkeit des Brechungsindex von natürlichem Aerosol, Diplomarbeit, Geophysikalisch-Meteorolog. Inst. der Univ. Mainz

60 A. Leupolt (1966)
Bestimmung der Kontinuumsabsorption im Spektralbereich von 0.5 bis 2.5 μm; Teil I, Optik 23, 538 - 564
Teil II, Optik 23, 567 - 588

61 K. H. Danzer und K. Bullrich (1965)
Der Einfluß der Absorption auf die Extinktion der Sonnenstrahlung und der Himmelsstrahlung; Optik 22, 123 - 136

62 F. Linke und K. Boda (1922)
Vorschläge zur Berechnung des Trübungsgrades der Atmosphäre aus den Messungen der Sonnenstrahlung, Meteorolog. Zeit. 39, 161 - 166

63 F. Kasten (1965)
A new table and approximation formula for the relative optical air mass; Arch. Met. Geo. Bio. B 14, 206 - 223

64 J. M. Rosen (1964)
The vertical distribution of dust to 30 km; Journ Geophys. Res. 69, 4673 - 4676

65 K. Heger (1965)
Die von der trüben Atmosphäre nach außen gestreute Strahlung; Teil I, Beitr. Phys. Atm. 38, 221 -235

66 K. Heger (1966)
Die von der trüben Atmosphäre nach außen gestreute Strahlung; Teil II, Beitr. Phys. Atm. 39, 12 - 36

67 Handbook of Geophysics (1961)
The Macmillan Company, New York Kap. 14

68 F. E. Volz (1967)
Persönliche Mitteilung

Für die Anregung zu dieser Arbeit bin ich Herrn Prof. Dr. H. Siedentopf († 28. 11. 1963) zu großem Dank verpflichtet. Herr Prof. Dr. G. Möllenstedt, Direktor des Instituts für Angewandte Physik, übernahm die Leitung der Arbeit, wofür ich ihm ganz besonderen Dank schulde. Herzlich sei auch gedankt Herrn Priv. Doz. Dr. K. Bullrich, Meteorologisch-Geophysikalisches Institut der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, für zahlreiche wertvolle Ratschläge und die kritische Durchsicht des Manuskripts. Herrn Dr. F. Volz danke ich für viele fruchtbare Diskussionen, ebenso Herrn Prof. Dr. R. Mühleisen für mancherlei technische Hilfe bei der Durchführung der Aufstiege in Weissenau.

Die Arbeit wurde am Astronomischen Institut der Universität Tübingen im Rahmen eines Forschungsauftrags des Bundeswissenschaftsministeriums durchgeführt, dem für die Bereitstellung von finanziellen Mitteln gedankt wird.

Lebenslauf

Am 5. Januar 1935 wurde ich, Friedrich Christian Unz, als Sohn des Pfarrers Friedrich Unz und seiner Ehefrau Helene, geb. Frank, in Schwarzenberg, Krs. Freudenstadt, geboren. Von 1941 bis 1945 besuchte ich in Schwarzenberg die Grundschule und ab 1945 die Oberschule in Baiersbronn. 1946 verzogen meine Eltern nach Tübingen-Derendingen, im November 1946 trat ich in die Keplerоberschule Tübingen ein, wo ich im März 1954 die Reifeprüfung ablegte.

Im Sommersemester 1954 begann ich mit dem Studium der Naturwissenschaften an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen. Nach dem Vordiplom im Mai 1958 war ich bis 1962 am Physikalischen Institut Tübingen unter der Leitung von Herrn Professor Dr. H. Krüger mit Diplomvorarbeit und Diplomarbeit beschäftigt. Das Thema meiner Diplomarbeit lautete: Aufbau einer hochauflösenden Kernresonanzapparatur nach einem neuen Meßverfahren.

Am 5. November 1962 legte ich die Diplomhauptprüfung ab. Unter dem Vorsitz von Herrn Prof. Dr. H. Krüger (Experimentalphysik) prüften die Herren Prof. Dres W. Braunbek (theoretische Physik), G. Möllenstedt (angewandte Physik) und W. Rüdorff (anorganische Chemie).

Seit Januar 1963 arbeitete ich am Astronomischen Institut der Universität Tübingen an der vorliegenden Dissertation, die sich mit Fragen der Streuung des Sonnenlichts in der freien Atmosphäre befaßt. Mein hochverehrter Doktorvater, der Direktor des Astronomischen Instituts, Herr Prof. Dr. H.

Siedentopf, verstarb am 28. November 1963. Der kommissarische Institutsdirektor, Herr Prof. Dr. G. Möllenstedt, übernahm die Leitung der Arbeit. In den Jahren 1963 und 1964 führte ich in Südafrika bzw. Chile von Herrn Prof. Dr. H. Siedentopf angeregte astronomische und atmosphärische Versuchsmessungen für die Europäische Südsternwarte (ESO) durch.

Meine akademischen Lehrer waren vor anderen die Herren Professoren und Dozenten Dres G. Elwert, H. Scheffler, H. Siedentopf, K. Walter (Astronomie), W. Braunbek, W. Kossel, H. Krüger, E. Menzel, G. Möllenstedt, F. Lenz, H. Schüler (Physik), E. Kamke, H. Kneser, M. Müller, G. Pickert, H. Wielandt (Mathematik), E. Müller, W. Rüdorff, G. Wittig (Chemie).